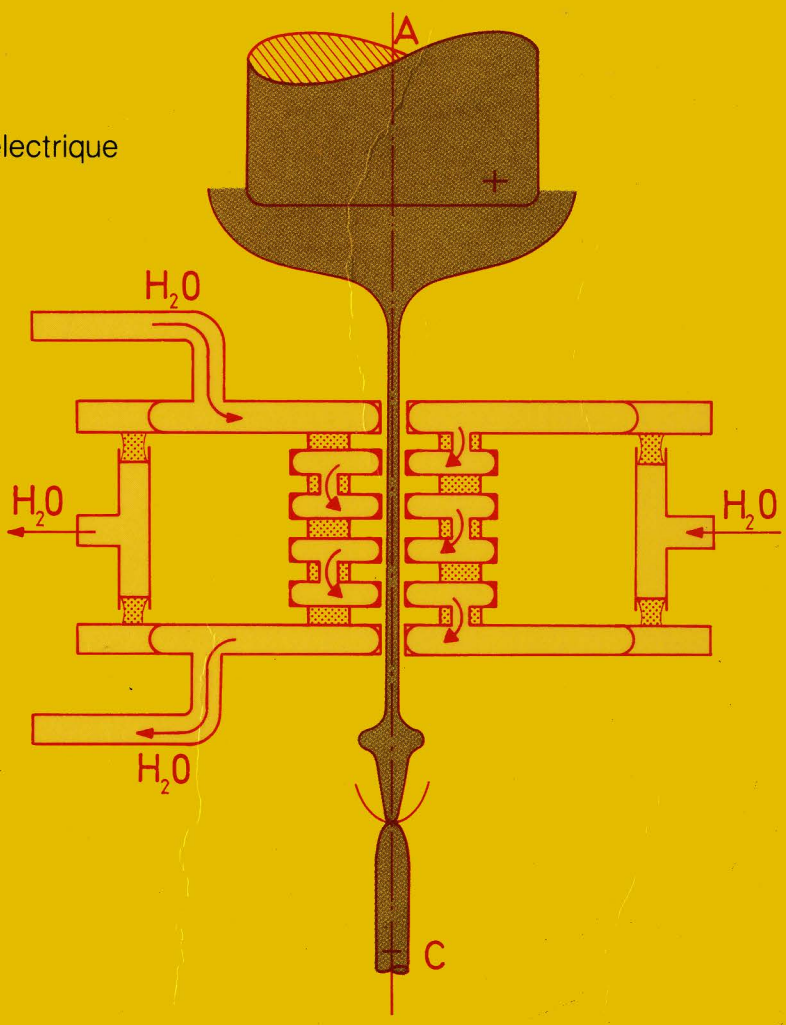
CLUB E.D.F.
ARC ELECTRIQUE

L'ARC ELECTRIQUE ET SES APPLICATIONS

TOME 1
Etude physique de l'arc électrique



Editions du CNRS

CLUB E.D.F. ARC ÉLECTRIQUE

L'ARC ÉLECTRIQUE
ET SES APPLICATIONS :

Tome 1

Etude physique de l'arc électrique

ÉDITIONS DU CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
15, quai Anatole France — 75700 PARIS
1984

© Centre National de la Recherche Scientifique • Paris, 1984
ISBN 2-222-03535-X

TOME 1 : ETUDE PHYSIQUE DE L'ARC ELECTRIQUE

CHAPITRE I - AMORCAGE ET STRUCTURE DE LA DECHARGE - STABILISATION DE L'ARC (Serge VACQUIE)..... 29

1 - Processus d'amorçage de l'arc électrique 29

- 1.1 - Passage continu des décharges non autonomes aux décharges auto-entretenues
- 1.2 - Amorçage par surtension
- 1.3 - Amorçage par contact.

2 - Différences de potentiel et courant d'arc..... 41

- 2.1 - Répartition du potentiel dans la colonne
- 2.2 - Répartition du potentiel au voisinage des électrodes Epaisseur des gaines
- 2.3 - Répartition du courant entre les électrodes
- 2.4 - L'arc dans un circuit. Caractéristiques d'arc Stabilité du circuit

3 - Stabilisation de la décharge..... 52

- 3.1 - Introduction
- 3.2 - Stabilisation naturelle de la colonne
- 3.3 - Stabilisation de la colonne par des moyens mécaniques

CHAPITRE II - PHENOMENES AUX ELECTRODES (André LEFORT)..... 61

1 - Présentation..... 61

2 - La cathode..... 61

- 2.1 - Définition de la tache cathodique
- 2.2 - Emission électronique
- 2.3 - Formation des ions. Présence d'une charge d'espace
- 2.4 - Bilan d'énergie
- 2.5 - Mouvement du spot cathodique

3 - L'anode 73

- 3.1 - Définition de la tache anodique
- 3.2 - Bilan d'énergie
- 3.3 - Mouvement de la tache anodique

4 - L'érosion 77

- 4.1 - Manifestation dans le temps
- 4.2 - Modèles possibles pour l'érosion
- 4.3 - Est-il possible d'augmenter ou de réduire l'érosion ?

CHAPITRE III - PHENOMENES ELEMENTAIRES DANS LA COLONNE EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE LOCAL (Serge VACQUIE) 85

1 - Phénomènes élémentaires dans la colonne 85

- 1.1 - Introduction. Composition de la colonne
- 1.2 - Mécanisme du transfert d'énergie aux particules
- 1.3 - Processus élémentaires dans la colonne

2 - L'équilibre thermodynamique local. Température 99

- 2.1 - Température
- 2.2 - L'équilibre thermodynamique
- 2.3 - L'équilibre thermodynamique local

CHAPITRE IV - ETUDE DES TRANSFERTS. RAYONNEMENT, DIFFUSION ET CONDUCTION THERMIQUE (Serge VACQUIE) 113

1 - Etude du rayonnement de l'arc 113

- 1.1 - Introduction
- 1.2 - Divers mécanismes de rayonnement
- 1.3 - Calcul de la puissance rayonnée

2 - Diffusion 122

- 2.1 - Introduction
- 2.2 - Diffusion ordinaire
- 2.3 - Diffusion ambipolaire
- 2.4 - Diffusion thermique

3 - Conduction thermique 128

4 - Démixion - Cataphorèse 130

- 4.1 - Démixion
- 4.2 - Cataphorèse

CHAPITRE V - ETUDE THEORIQUE DE LA COLONNE POSITIVE (Serge VACQUIE) 135

1 - Introduction 135

2 - Equations et coefficients de transport 140

- 2.1 - Introduction
- 2.2 - Définition des flux
- 2.3 - Equations d'évolution macroscopique
- 2.4 - Coefficients de transport

3 - Modèles mathématiques applicables aux arcs 155

- 3.1 - Introduction
- 3.2 - Modèle collisionnel radiatif
- 3.3 - Modèles macroscopiques : équation de bilan d'énergie

CHAPITRE VI - ETUDE DE L'EXTINCTION DE L'ARC (Serge VACQUIE)..... 187

1 - Introduction..... 187

2 - Ordre de grandeur des temps de relaxation de quelques processus élémentaires..... 188

3 - Décroissance de la température 194

- 3.1 - Calcul de la vitesse de décroissance de T
- 3.2 - Relation entre la vitesse de décroissance et la conductivité thermique de réaction
- 3.3 - Transfert de l'énergie dans l'arc en extinction

CHAPITRE VII - INFLUENCE DES VAPEURS METALLIQUES ISSUES DES ELECTRODES. ARC DANS LE VIDE. ARC A HAUTE PRESSION (Serge VACQUIE)..... 207

1 - Arc dans le vide..... 207

- 1.1 - Définition
- 1.2 - Généralités
- 1.3 - Amorçage de l'arc
- 1.4 - Phénomènes aux électrodes
- 1.5 - Courant de coupure (chopping current)

2 - Arc à haute pression..... 216

- 2.1 - Introduction
- 2.2 - Le plasma au voisinage des électrodes
- 2.3 - Influence des vapeurs métalliques sur les coefficients de transport
- 2.4 - Influence des vapeurs métalliques sur les paramètres macroscopiques des plasmas d'arc

CHAPITRE VIII - BRUITS ACOUSTIQUES DES ARCS ELECTRIQUES (Marc FITAIRE).... 229

1 - Introduction..... 229

2 - Théorie de l'excitation d'ondes acoustiques par un plasma. Cas des arcs électriques..... 230

3 - Vérification de la théorie de l'excitation d'ondes acoustiques par un arc électrique..... 236

- 3.1 - Expériences de laboratoire
- 3.2 - Etude de fours à arcs
- 3.3 - Etude de disjoncteurs

4 - Applications..... 250

- 4.1 - Réduction du bruit des fours
- 4.2 - Régulation de fours à arcs et de dispositifs de soudure

CHAPITRE IX - METHODES DE DIAGNOSTIC OPTIQUE DE L'ARC ELECTRIQUE (Joseph CHAPELLE)..... 255

1 - Introduction 255

2 - Méthodes de spectroscopie d'émission 256

- 2.1 - Généralités
- 2.2 - Méthode basée sur la mesure de l'intensité d'une raie
- 2.3 - Utilisation des rapports des coefficients d'émission de raies
- 2.4 - Méthode du graphique de Boltzmann
- 2.5 - Méthodes utilisant le profil des raies
- 2.6 - Utilisation du rayonnement continu
- 2.7 - Intensité relative d'une raie et du fond continu adjacent

3 - Méthode de diagnostic par absorption..... 285

- 3.1 - Absorption des raies
- 3.2 - Absorption continue

4 - Méthode de diagnostic utilisant l'indice de réfraction du plasma..... 292

- 4.1 - Méthode utilisant la mesure de l'indice du plasma

- 4.2 - Strioscopie

5 - Méthode de diagnostic utilisant la diffusion de la lumière par le plasma..... 304

- 5.1 - Généralités

- 5.2 - Eléments de la théorie de la diffusion

- 5.3 - Considérations expérimentales

6 - Annexe..... 320

- Intégrale d'Abel

TOME 2 : APPLICATIONS DE L'ARC ELECTRIQUE

CHAPITRE X - APPAREILLAGE DE COUPURE..... 29

1 - Le point sur les grandes techniques de coupure (Yves PELENC)..... 29

- 1.1 - Rappel des principes fondamentaux régissant l'interruption des courants électriques
- 1.2 - La coupure dans l'air
- 1.3 - La coupure dans l'huile
- 1.4 - La coupure dans l'air comprimé
- 1.5 - La coupure dans l'hexafluorme de soufre
- 1.6 - La coupure dans le vide
- 1.7 - La coupure statique
- 1.8 - Conclusions

2 - Les modèles d'arc pour l'appareillage de coupure (Willy LEGROS et Patrick SCARPA)..... 63

- 2.1 - Améliorations des modèles de Cassie et de Mayr
- 2.2 - Modèle d'Ushio et Ito
- 2.3 - Modèle de Rieder et Urbanek
- 2.4 - Un modèle cybernétique
- 2.5 - Modèles "θ-N" et modèles "physiques"
- 2.6 - Modèle thermique de Swanson, Roidt et Browne
- 2.7 - Modèle de Browne (analyse de couche limite)
- 2.8 - Modèle de Cowley-Chan-Fang
- 2.9 - Modèle de Hermann et Ragaller

3 - Exemples d'application des modèles pour l'appareillage de coupure (Denis DUFOURNET)..... 78

- 3.1 - Application à la coupure de courants inductifs
- 3.2 - Application à la coupure de défaut en ligne
- 3.3 - Conclusion

4 - Phénomènes d'interruption en courant continu (Jean GELEZ)..... 98

- 4.1 - La technique de coupure
- 4.2 - Caractéristiques statiques de l'arc dans l'air
- 4.3 - Comportement dynamique
- 4.4 - Coupure idéale
- 4.5 - L'arc utilisé dans les chambres de coupure

CHAPITRE XI - LES FOURS A ARCS DE FUSION EN ACIERIE (Michel DEVAUX)..... 113

1 - Introduction..... 113

2 - Le four à arcs de fusion en courant alternatif 115

- 2.1 - Description sommaire du four à arcs
- 2.2 - Déroulement de l'élaboration du four à arcs
- 2.3 - Quelques ordres de grandeur caractérisant les fours d'acierie

3 - L'arc dans le four de fusion d'acierie..... 129

- 3.1 - Description physique de l'arc
- 3.2 - Conséquence du réglage de l'arc sur le fonctionnement du jour

4 - Nouvelle évolution du procédé : le four à arcs de fusion en courant continu..... 147

- 4.1 - Four à arcs en courant continu avec électrode de graphite
- 4.2 - L'arc en courant continu avec électrode de graphite
- 4.3 - Le four à arcs en courant continu avec torches à plasma
- 4.4 - L'arc en courant continu avec torches à plasma

5 - Conclusion..... 161

CHAPITRE XII - LE SOUDAGE (Alain CHABENAT et Georges DUBOZ)..... 169

1 - Présentation..... 169

2 - Soudage sous flux gazeux avec une électrode réfractaire 170

- 2.1 - Procédé T.I.G.
- 2.2 - Soudage plasma sous flux gazeux
- 2.3 - Coupage à l'arc plasma

3 - Procédé "électrodes enrobées"..... 186

- 3.1 - Principe - Caractéristiques générales
- 3.2 - L'enrobage
- 3.3 - Types de générateurs
- 3.4 - Transfert du métal

4 - Procédés à électrodes consommables..... 195

- 4.1 - Soudage sous flux gazeux avec une électrode consommable
- 4.2 - Soudage avec un fil électrode fourré consommable

5 - Procédé "arc submergé"..... 208

- 5.1 - Principe
- 5.2 - Caractéristiques générales du procédé
- 5.3 - Les flux
- 5.4 - La zone de l'arc
- 5.5 - Variantes

CHAPITRE XIII - LES LAMPES A DECHARGE ET LEUR APPLICATION COMME SOURCES DE LUMIERE. LES TUBES A ECLAIR 217

1 - Propriétés générales des lampes à décharge d'arc utilisées comme source de lumière (Jean-Jacques DAMELINCOURT) 217

- 1.1 - Ce que l'on demande à une source de lumière
- 1.2 - Rayonnement d'un radiateur. Influence de la température et de l'émissivité sur l'efficacité lumineuse des décharges d'arc
- 1.3 - Transformation de l'énergie électrique dans la lampe
- 1.4 - Emission d'une raie par un plasma de révolution cylindrique (cas d'un milieu en ETL ne contenant qu'un seul gaz)

2 - Quelques exemples de sources fonctionnant en régime d'arc (Jean-Jacques DAMELINCOURT) 233

- 2.1 - Lampe à vapeur de mercure à haute pression
- 2.2 - Lampe à sodium à haute pression
- 2.3 - Lampes à halogènures

3 - Alimentation des lampes à décharge (Denys KLEIN) 252

- 3.1 - L'alimentation des lampes à décharge avec ballast inductif classique
- 3.2 - Les alimentations électroniques pour lampes à décharge

4 - Les tubes à éclairs (Maurice SKOWRONEK) 261

- 4.1 - Propriétés générales
- 4.2 - Fonctionnement et utilisation

CHAPITRE XIV - LES GENERATEURS A PLASMA D'ARC (Jean-Marie BADIE)..... 279

1 - Généralités..... 279

2 - Constituants et caractéristiques des générateurs..... 280

- 2.1 - Les électrodes
- 2.2 - Stabilisation de l'arc
- 2.3 - Problèmes électriques d'alimentation des torches
- 2.4 - Rendement des torches - Enthalpie du plasma

3 - Générateurs à cathodes chaudes..... 301

- 3.1 - Cathodes en tungstène
- 3.2 - Cathodes en zirconium ou zircone
- 3.3 - Cathodes en graphite
- 3.4 - Couplage de générateurs

CHAPITRE XV - LES TRANSFORMATIONS PHYSIQUES ET CHIMIQUES DANS LES PLASMAS THERMIQUES PRODUITS PAR ARC ELECTRIQUE (Pierre FAUCHAIS et Jean-François COUDERT) 333

1 - Introduction..... 333

2 - Les propriétés des plasmas thermiques..... 334

- 2.1 - Propriétés thermodynamiques et de transport
- 2.2 - Avantages et inconvénients

3 - Les réactions chimiques en phase homogène..... 340

- 3.1 - Mélange des réactifs avec le plasma
- 3.2 - Les cinétiques chimiques

4 - Transferts plasma-solides - Réactions en phase hétérogène..... 348

- 4.1 - Transferts de quantité de mouvement
- 4.2 - Transferts de chaleur
- 4.3 - Les réactions chimiques

5 - La génération des plasmas 356

- 5.1 - Les générateurs à plasma

- 5.2 - Les fours à plasma

6 - Utilisation actuelle et potentielle 371

- 6.1 - Introduction générale

- 6.2 - Les traitements en phase gazeuse

- 6.3 - Les traitements en phase hétérogène

7 - Conclusion 389

Ont participé à la rédaction de cet ouvrage,

Messieurs Jean-Marie BADIE, Chargé de recherche au Centre National de la Recherche Scientifique, Laboratoire des Ultra-Réfractaires du CNRS, ODEILLO.

Alain CHABENAT, Ingénieur au Centre d'Applications des Techniques de Soudage de la Société CREUSOT-LOIRE.

Joseph CHAPELLE, Professeur à l'Université d'ORLEANS, Centre de Recherche sur la Physique des Hautes Températures du CNRS et Groupe de Recherche sur l'Energétique des Milieux Ionisés.

Jean-François COUDERT, Assistant à l'Université de LIMOGES, Laboratoire associé au CNRS n° 320, "Céramiques nouvelles".

Jean-Jacques DAMELINCOURT, Maître-Assistant à l'Université Paul Sabatier de TOULOUSE, Centre de Physique Atomique, Laboratoire associé au CNRS n° 277, "Décharges dans les Gaz".

Michel DEVAUX, Chef de Service du Département Acierie Electrique de l'Institut de Recherches de la Sidérurgie Française, MAIZIERES LES METZ.

Georges DUBOZ, Directeur de la Division Gaz de Soudage de la Société l'Air Liquide.

Denis DUFOURNET, Ingénieur de Recherche du Centre d'Essai et de Recherche Delle-Alsthom (CERDA).

Pierre FAUCHAIS, Professeur à l'Université de LIMOGES, Laboratoire associé au CNRS n° 320, "Céramiques nouvelles".

Marc FITAIRE, Professeur à l'Université de PARIS-SUD, Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas, associé au CNRS (n° 73).

Jean GELEZ, Ingénieur en Chef adjoint des Etudes d'Appareillage Electrique . Division Transports Ferroviaires (Alsthom Atlantique).

Denys KLEIN, Ingénieur au Centre d'Etudes d'ORSAY de la Compagnie de Signaux et d'Entreprises Electriques (C.S.E.E.).

André LEFORT, Maître-Assistant à l'Université de CLERMONT-FERRAND, Equipe de Recherche n° 1016, associée au C.N.R.S., "Physique des matériaux".

Willy LEGROS, Professeur Ordinaire à l'Université de LIEGE (BELGIQUE).

Yves PELENC, Directeur Scientifique de la Société Merlin-Gérin, Professeur à l'Institut National Polytechnique de GRENOBLE.

Patrick SCARPA, Aspirant FNRS, Université de LIEGE (BELGIQUE).

Maurice SKOWRONEK, Maître de Recherche au C.N.R.S., Responsable de l'Equipe de Recherche 198, "Plasmas denses", associée au C.N.R.S., Laboratoire de Physique et Optique Corpusculaires, Université de PARIS VI.

Serge VACQUIE, Maître de Recherche au C.N.R.S., Responsable du Laboratoire associé au C.N.R.S., n° 277, "Décharges dans les gaz", Université de TOULOUSE.

P R E F A C E

Cet ouvrage sur l'arc électrique est une synthèse, à caractère pédagogique, des connaissances scientifiques actuelles de l'arc, de ses applications industrielles, et de ses perspectives d'avenir.

Il nous est particulièrement agréable d'écrire l'introduction d'un ouvrage inspiré par la direction des études et recherches d'EDF, et dont la réalisation matérielle est assurée par le service des publications du CNRS. Cette association montre de manière exemplaire la synthèse réalisée entre les physiciens et les ingénieurs.

Les clubs EDF constituent des ateliers privilégiés pour réaliser de telles synthèses. Leur motivation principale est de constituer un lieu de rencontre entre les chercheurs et les ingénieurs. Ainsi que l'écrit Jean FABRE, Contrôleur général à la direction des études et recherches, "les clubs EDF se sont constitués au fil des années de la décennie 1970. Chacun s'est formé par cooptation à partir d'un noyau initial de quelques personnalités,rassemblées autour d'un thème, à l'instigation d'EDF. Le principe de la cooptation permet, d'une part, de donner au groupe ainsi constitué une meilleure conscience de lui-même et, d'autre part, d'éviter des blocages ou des rivalités internes imprévisibles. Le Président est choisi hors EDF par le noyau initial, et proposé au groupe dès sa constitution... Le secrétariat est assuré par une personne de la direction des études et recherches d'EDF... Le programme est établi suivant les orientations données par les industriels, et en accord avec la vocation des équipes universitaires présentes au club. Il s'établit ainsi une plate-forme de recherches mises en commun au sein du Club".

Pour le Club "arc électrique", tout a commencé en 1971, année où fut organisée une réunion à caractère de session d'étude, près de MILLY LA FORET. C'était la première fois qu'universitaires et industriels étaient confrontés dans ce domaine particulier, et il apparaît maintenant plaisant, avec le recul du temps, de rappeler qu'à cette première rencontre, l'incompréhension était quasi-totale entre les deux catégories de protagonistes. Là où les uns parlaient d'ETL, les autres répondaient par TTR (ETL : équilibre thermodynamique local, TTR : tension transitoire de rétablissement).

Les chercheurs universitaires travaillaient à cette époque essentiellement sur des arcs dans l'argon "parce que l'argon est le gaz le plus simple et le mieux connu", alors que les préoccupations des industriels portaient sur des arcs dans l'air, dans l'hexafluorure de soufre, dans l'azote.

Pendant les premières années qui suivirent cette mémorable séance, la communauté scientifique travaillant sur l'arc s'est essentiellement appuyée sur des travaux menés dans le cadre de RCP (Recherches Coordonnées sur Programme), financées par le CNRS, avec un soutien de l'EDF. Ce furent successivement :

- La RCP 266 : interactions décharges surface, (1972-1974).
- La RCP 369 : arc électrique, (1975-1977).
- La RCP 551 : étude de l'arc électrique en vue de ses applications industrielles, (1978-1981).

Pendant toute cette période, les laboratoires participants se sont régulièrement rencontrés pour des échanges de bilans et de résultats scientifiques. Les observateurs industriels y étaient régulièrement invités. Le langage scientifique dans lequel se faisaient ces échanges n'était pas toujours compris par les industriels, mais, par contre, la compréhension réciproque des préoccupations respectives faisant de larges progrès.

Depuis 1981, le club EDF a pris une structure officielle et a acquis sa réelle autonomie, les échanges sont des plus fructueux. L'intérêt des industriels pour les travaux universitaires et réciproquement, est attesté par le nombre croissant de candidats demandant à devenir membres du Club.

A l'incitation des industriels, les universitaires ont peu à peu infléchi l'orientation de leurs travaux ; à côté du programme strictement scientifique et de très haut niveau que les chercheurs universitaires continuent à mener, ils ont abordé des recherches à beaucoup plus court terme, qui permettent d'espérer, pour une échéance relativement proche, des progrès substantiels dans le fonctionnement des divers dispositifs utilisant l'arc.

Cet ouvrage est le fruit des travaux collectifs de notre club. La liste des auteurs constitue un bon reflet de sa structure. Notre projet était de nous limiter à un seul livre, mais le contrôle d'un ouvrage collectif est une tâche extrêmement complexe et malgré des efforts consentis par les auteurs, il a été impossible de faire tenir l'ensemble de l'exposé en un seul ouvrage. Grâce à la compréhension des éditions du CNRS, qui ont accepté ce "dépassement", nous avons divisé l'ouvrage en deux tomes, qui découlent de la structure même du club. Le tome 1, où les universitaires sont majoritaires, expose la physique de l'arc, en donnant l'ensemble des connaissances qu'il est indispensable d'acquérir pour comprendre les applications. Le tome 2, dominé par les industriels, décrit l'ensemble des applications de l'arc, qu'il s'agisse de son application directe, ou de son rôle comme "passage obligé", comme dans le cas des appareils de coupure.

Que le lecteur se rassure, il n'y a pas de discontinuité entre les deux tomes, l'ensemble de l'exposé étant conçu pour former un tout. Il n'en reste pas moins vrai qu'un ouvrage collectif n'est jamais aussi homogène que l'oeuvre d'un seul scientifique. Les exposés n'ont pas toujours la même structure, des styles différents, chaque auteur présentant son propre mode de pensée, que nous avons tenu à respecter. Par contre, une telle collaboration permet d'envisager l'ensemble des aspects de l'arc, elle échappe à l'inconvénient d'omissions ou d'échelles de valeur discutables. Nous pensons avoir été assez "complets", même si certains domaines ont été, par l'organisation d'un tel travail, amplifiés, ou au contraire, décrits de manière peut-être trop succinte.

Recueillir, assembler, coordonner les divers éléments d'un tel ouvrage est une tâche éprouvante qui demande une parfaite connaissance du sujet, alliée à un solide optimisme. Serge VACQUIE, Maître de recherche au CNRS, Directeur du LA 277 "décharges dans les gaz" a assumé cette tâche de manière parfaite . Nous ne saurions trop l'en remercier : sans lui, cet ouvrage n'aurait pas vu le jour.

Enfin, nous tenons à exprimer notre reconnaissance à Jean FABRE, Contrôleur Général à l'EDF et à Gérard LILAMAND, Chef du service des publications du CNRS, pour leur aide, et leur inlassable compréhension.

Daniel BLANC
Président du Club

Claude GARY
Animateur EDF

INTRODUCTION

C'est aux environs de l'année 1800 que Humphry Davy fit, pour la première fois éclater une décharge continue entre deux charbons horizontaux. Les flux convectifs donnant à la colonne une forme courbée caractéristique, elle fut appelée "arc électrique". Ce fut là le véritable point de départ d'une activité très intense autour de ce phénomène dans le domaine de la recherche mais surtout dans celui des applications. Certes, en 1753, B. FRANKLIN avait montré de manière indiscutable la nature électrique de la foudre, mais ce résultat ne fut pas à l'origine d'une recherche active sur les décharges d'arc car les physiciens n'avaient pas la possibilité de reproduire artificiellement ce phénomène en laboratoire. On connaissait les bouteilles de Leyde qui permettaient de déclencher des décharges de faible importance, mais qui ne pouvaient entretenir un arc à forte densité de courant.

Dans la physique des milieux ionisés l'arc électrique occupe une place toute particulière en raison du nombre et de l'importance sur le plan économique de ses applications. Les ingénieurs ont rapidement vu le parti qu'ils pouvaient tirer de ce phénomène capable de transformer l'énergie électrique en énergie lumineuse ou thermique et de se comporter comme un réacteur de choix pour certaines applications à la chimie. Pourtant, la fin du 19ème siècle et les premières années du 20ème ont vu se développer des travaux de recherche remarquables sur le plan expérimental, mais de portée très limitée puisque les données de base de la physique moderne qui seules pouvaient permettre d'interpréter tous les phénomènes observés n'étaient pas encore toutes établies. Ainsi l'empirisme était la règle. Les améliorations successives apportées aux diverses applications n'ont pas pu être les retombées d'une recherche fondamentale, mais le fruit de l'intuition et du savoir-faire. Cette démarche, créée par les circonstances, s'est perpétuée jusqu'à une période récente où les applications ont atteint un degré de qualité, sinon de perfection, qui ne pouvait être dépassé sans une connaissance approfondie et très fondamentale des phénomènes. L'ingénieur s'est tourné tout naturellement vers le chercheur qui a puisé dans cette association une motivation très forte pour la progression de ses travaux.

On pourrait s'étonner de ce qu'un phénomène étudié depuis près de deux siècles présente encore des aspects méconnus et fasse l'objet d'une recherche active. Cela est dû à la très grande complexité des mécanismes que les physiciens ont dû observer "de l'extérieur" avant que les théories modernes alliées à des moyens de diagnostic très puissants ne viennent, au coup par coup, apporter un éclairage nouveau à la compréhension des choses. Jusqu'à la fin du siècle dernier, les recherches sur l'arc électrique s'effectuaient à partir de trois paramètres : l'intensité du courant, la tension de décharge et la distance entre électrodes. Les travaux de Madame AYRTON et sa formule empirique bien connue liant ces trois grandeurs sont un exemple remarquable de ces études expérimentales menées en dehors de toute théorie physique préconçue des phénomènes. A partir de là, l'évolution allait être rapide. La compréhension du rôle des électrons et des ions dans la décharge allait permettre de caractériser un milieu nouveau, le "plasma" -bien qu'en toute rigueur ce terme ait servi à définir un gaz totalement ionisé. Cependant, chaque avancée de la connaissance faisait surgir un problème nouveau et si la colonne de l'arc électrique a fait l'objet de recherches très fructueuses, il reste encore des points mal interprétés comme par exemple les mécanismes de transfert dans des milieux complexes. De la même manière, la connaissance de la structure des métaux et la découverte de l'émission thermique semblèrent donner la clef des phénomènes cathodiques de l'arc. Il fallut rapidement déchanter et la découverte de l'émission par effet de champ ne servit qu'à combler un vide sans apporter la clef de tous les problèmes. Les mécanismes d'émission électronique à la cathode d'un arc représentent l'exemple le plus caractéristique de cette compétition ouverte entre l'incroyable complexité d'un phénomène et l'imagination créatrice des chercheurs. Le physicien M. F. HOYAUX disait, non sans humour, que "très peu de sujets scientifiques avaient provoqué une telle explosion d'explications différentes et souvent contradictoires". On relève en effet une vingtaine de théories majeures et une centaine de variantes qui ne sont pas sans intérêt. Ces deux exemples -on pourrait en citer d'autres- montrent que l'arc électrique n'est pas un sujet "vieillot". Il est le siège d'un ensemble de mécanismes qui le situent au carrefour de toutes les disciplines de la physique et de la physico-chimie. N'a-t-il pas servi à des découvertes fondamentales en physique atomique, en thermodynamique, - particulièrement dans l'étude des processus irréversibles - en optique, en chimie, etc... etc... ?

Paradoxalement, alors que les applications de l'arc électrique connaissaient un développement remarquable, ce phénomène ne suscitait que peu d'intérêt auprès des physiciens français. Les recherches étaient surtout développées dans les pays anglo-saxons, tout particulièrement en Allemagne. De ce fait, il n'existe aucun ouvrage français sur l'arc électrique et cette situation gêne les étudiants, les ingénieurs et les chercheurs qui désirent connaître les propriétés les plus caractéristiques de cette décharge et l'étendue de ses applications. Cet ouvrage a donc été rédigé avec le souci d'apporter des notions simples, claires, limitées aux points essentiels, de manière à pouvoir être lu par des non spécialistes.

La première partie est consacrée à la physique de l'arc. Elle fournit les bases nécessaires à la compréhension des mécanismes qui sous-tendent les applications nombreuses décrites dans la deuxième partie. Après avoir situé l'arc électrique par rapport aux autres types de décharge et donné quelques propriétés générales (chapitre I), nous décrivons les phénomènes aux électrodes, qui font encore l'objet d'une recherche très active, et qui sont à ce point caractéristiques de l'arc électrique qu'ils sont souvent utilisés pour le définir (chapitre II). L'étude, plus détaillée, de la colonne positive, est précédée par la description sommaire de tous les phénomènes élémentaires, microscopiques et macroscopiques, qui jouent un rôle sur l'état d'équilibre du plasma d'arc. (Chapitres III et IV). La connaissance des propriétés de la colonne (chapitre V) permet d'établir les modèles mathématiques qui décrivent l'évolution ou le comportement des paramètres caractéristiques de la décharge. Un exemple d'utilisation de l'un de ces modèles est fourni dans la deuxième partie de l'ouvrage, dans le chapitre consacré aux appareils de coupure.

L'extinction de l'arc (chapitre VI) fait appel à un ensemble de mécanismes souvent très complexes dont nous n'avons donné que les points essentiels. Afin de pouvoir comparer leurs temps caractéristiques, nous donnons l'ordre de grandeur des temps de relaxation des processus élémentaires intervenant dans l'extinction du plasma d'arc. Les vapeurs métalliques émises par les électrodes jouent également un très grand rôle dans le comportement du plasma (chapitre VII). Les arcs dans le vide, qui ne fonctionnent que dans cette vapeur, mériteraient d'ailleurs un plus long développement, mais là encore, nous nous en sommes tenus à la description des propriétés qui nous ont paru les plus caractéristiques.

Le chapitre VIII, consacré à l'étude des ondes acoustiques créées dans un arc électrique, termine la description de la physique de la décharge, le dernier chapitre étant consacré à l'exposé des méthodes de diagnostic les plus utilisées.

Cette première partie donne tous les éléments qui vont être utilisés dans la deuxième partie consacrée aux applications. On a vu leur importance tant par leur poids sur le plan économique que par leur nombre. Dans l'ordre seront abordés, les appareils de coupure, les fours à arcs, le soudage, les lampes, les générateurs à plasma et la chimie. Dans chaque cas, les problèmes relatifs à chacune de ces applications sont posés, puis sont décrits des exemples concrets de réalisations industrielles qui apportent les solutions technologiques.

L'ensemble des deux parties constitue donc un tout qui, sans prétendre faire le tour complet d'une aussi vaste question, permet d'acquérir les notions essentielles de la physique de l'arc et de ses applications. Le lecteur désireux d'approfondir un point particulier trouvera dans les références choisies avec soin, les compléments d'informations qui s'adressent à des spécialistes.

S. VACQUIE

L'ARC ELECTRIQUE

"Un arc est une décharge électrique entre électrodes, dans un gaz ou une vapeur, qui a une chute de tension cathodique de l'ordre du potentiel d'ionisation minimal, ou du potentiel d'excitation minimal du gaz ou de la vapeur".

K.T. COMPTON, A.I.E.E. Trans. 46 (1927) 868

"Un arc est une décharge caractérisée par les trois propriétés suivantes :

- la densité de courant est très élevée,
- la plus grande partie du courant de décharge au voisinage de la cathode est transportée par les électrons issus de celle-ci
- la ddp entre électrodes est plus faible que pour les autres types de décharge".

R. PAPOULAR, Monographie Dunod, Paris (1963)

"Un arc est une décharge auto-entretenue, ayant une faible chute de tension et capable de supporter de forts courants".

J.D. COBINE, "Gaseous conductors", Dover publications Inc. New-York (1941)

"Un arc typique est défini, d'habitude, comme une décharge de grande intensité, dont la chute cathodique est faible et dont la caractéristique courant-tension est décroissante".

E. BADAREU, I. POPESCU, "Gaz ionisés", Dunod. Paris (1965)

"Un arc peut être défini comme une décharge dans laquelle le gaz est approximativement en équilibre thermique et dont la chute cathodique est faible, environ 10 volts".

H. MAECKER, Ecole d'été d'Armidale (Australie) 1963

"L'arc est une forme de décharge à fort courant dans laquelle le courant peut croître pratiquement sans limite".

I.G. KESAEV "Cathode processes in the mercury arc" Consultant Bureau, New-York (1964)

CHAPITRE I

AMORCAGE ET STRUCTURE DE LA DECHARGE STABILISATION DE L'ARC

1 - PROCESSUS D'AMORCAGE DE L'ARC ELECTRIQUE

1.1 - Passage continu des décharges non autonomes aux décharges auto-entretenues

1.1.1 - Introduction

L'arc électrique pouvant être défini (de manière volontairement imprécise pour être assez générale) comme une décharge à fort courant, il est possible de créer un arc entre deux électrodes en amorçant une décharge à courant faible que l'on fera croître progressivement. Nous allons montrer que ceci est théoriquement possible à partir d'un montage expérimental du type de celui représenté sur la figure I.1. En définissant rapidement chaque type de décharge, on montrera qu'il existe une continuité des phénomènes qui permet de passer très progressivement des décharges non autonomes dont le courant peut être inférieur à 10^{-15} A aux décharges d'arc dont le courant peut dépasser 10^{5} A.

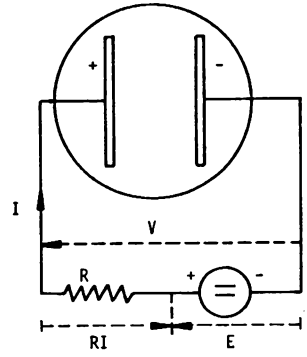


Figure I.1 - Relevé d'une caractéristique

Remarque : la figure I.1 représente le dispositif expérimental permettant de tracer la courbe représentant les variations de la tension de décharge V en fonction du courant I. On peut supposer que l'enceinte à décharge

renferme un gaz dont la pression est comprise entre 0,1 et 10 Torr, mais ceci a peu d'importance. En effet, il serait illusoire de croire qu'un même dispositif expérimental permettra de tracer la courbe V = f(I) entre 10^{-15} A et 10^{5} A par exemple. Par ailleurs, on ne peut obtenir simplement la tension V en faisant varier I. En effet, le courant et la tension sont tantôt étroitement liés, tantôt indépendants et pour obtenir la courbe V = f(I) dans sa totalité, il sera nécessaire de faire varier tantôt V, tantôt I, tantôt les deux. La méthode n'a donc pas une grande réalité physique dans son ensemble. Elle permet seulement de bien suivre la continuité des mécanismes conduisant des décharges non autonomes aux arcs. Dans la réalité, on est amené à tracer cette caractéristique partie par partie.

1.1.2 - Décharge non autonome

On sait que les gaz sont généralement de bons-isolants, mais qu'il est possible sous certaines conditions de les faire traverser par un courant de particules chargées. On dit alors que le gaz est le siège d'une décharge.

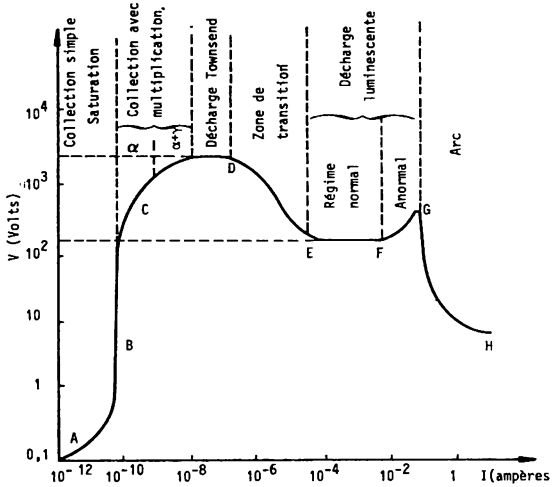


Figure I.2 - Caractéristique schématique des décharges

Considérons le montage expérimental de la figure I.1. Si nous appliquons une tension entre les électrodes, aucun courant ne passe. Par un procédé thermique direct ou indirect, ou par un rayonnement ultra-violet, provoquons une émission thermo-électronique ou photo-électrique à la

cathode. Les électrons sont émis et forment une charge d'espace près de la cathode. Elle constitue une cathode virtuelle. Si on augmente V, on collecte de plus en plus d'électrons (partie A de la figure I.2) jusqu'au moment où, pour une émission donnée, on les collecte tous. Il y a alors saturation (partie B de la figure I.2). Le caractère essentiel de cette décharge est qu'elle n'est pas auto-entretenue et que le courant cesse dès que l'on arrête la production d'électrons par un processus extérieur.

1.1.3 - Zone de collection avec multiplication

La valeur du courant de saturation est étroitement dépendante des conditions expérimentales. En moyenne, elle peut être voisine de 10^{-10} A. Si on continu de faire croître la tension, un phénomène nouveau apparaît. Les électrons accélérés dans le champ interélectrode acquièrent une énergie suffisante pour ioniser les atomes ou molécules du gaz de remplissage. Ils créent ainsi de nouveaux électrons qui sont, à leur tour accélérés, et peuvent ioniser d'autres atomes ou molécules. C'est une avalanche qui entraîne une augmentation extrêmement rapide du courant (partie C de la figure I.2).

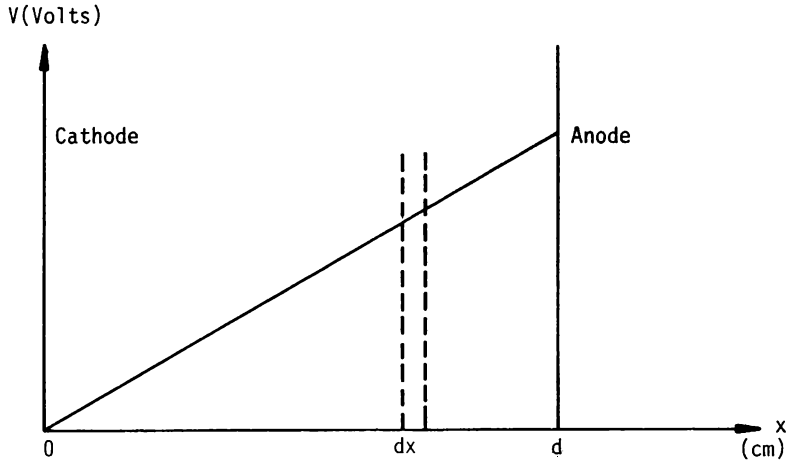


Figure I.3 - Répartition du potentiel entre les électrodes

Supposons qu'entre les deux électrodes, le champ est constant (figure I.3) et que la pression est suffisante pour que le libre parcours moyen des électrons soit petit devant la distance interélectrodes d. Dans ces

conditions, pour une tension appliquée V, les électrons se déplacent avec une vitesse moyenne d'entraînement v_e qui est une fonction du rapport E/p (champ électrique/pression). Le flux d'électrons passant par le plan d'abscisse x est donc :

$$\frac{j_e(x)}{e} = n_e(x)\ v_e \qquad (1)$$

j_e étant la densité de courant électronique, e la charge de l'électron et $n_e(x)$ la densité numérique de charges à l'abscisse x. Nous définissons alors le premier coefficient de Townsend α comme étant le nombre moyen de paires électron-ion créées par un électron sur un centimètre de parcours dans la direction du champ. Dans une couche d'épaisseur dx adjacente à l'abscisse x, le flux j_e/e va créer un nombre d'électrons nouveaux égal à :

$$d(j_e/e) = (j_e/e)\ \alpha\ dx = n_e(x)\ v_e\ \alpha\ dx \qquad (2)$$

Les conditions initiales sont $x = 0 \Longrightarrow n_e = n_e(0)$, $j_e(0)$. La densité de courant à la cathode est la densité de courant de saturation. On intègre :

$$\begin{aligned} j_e &= j_e(0)\ \exp.\ \alpha x \\ n_e &= n_e(0)\ \exp.\ \alpha x \end{aligned} \qquad (3)$$

A l'anode, le courant est dû aux seuls électrons. On peut ainsi calculer la densité totale du courant de décharge :

$$j = j_e(0)\ \exp.(\alpha d) \qquad (4)$$

Ainsi, la densité de courant d'ions positifs à la cathode est :

$$j_i(0) = j_e(0)\ (\exp.(\alpha d)-1) \qquad (5)$$

Remarque : Dans ce calcul, la diffusion et la recombinaison en volume sont négligées.

Lorsqu'on continu à faire croître la tension, le courant continu à s'élever et peut atteindre la valeur de 1 A si la pression est suffisante. Ceci est dû à la combinaison de trois effets dont l'un est prépondérant :

- l'ion créé dans le volume du gaz est accéléré dans le champ jusqu'à la cathode où il donne naissance à un électron secondaire. On a vu que pour chaque électron quittant la cathode, il en arrive exp.(αd) sur l'anode. Chaque électron donne naissance à [exp.(αd)-1] paires d'ions qui tombent à leur tour sur la cathode et extraient γ exp. ((αd)-1) électrons. γ est le deuxième coefficient de Townsend. Il représente la probabilité qu'un électron secondaire soit émis par la cathode sous l'effet du bombardement d'un ion positif.

Deux autres mécanismes interviennent pour une faible part :

- les photons émis dans le volume du gaz peuvent également contribuer à l'extraction d'électrons,
- les atomes neutres excités - particulièrement les atomes métastables du gaz - peuvent se désexciter à la surface de la cathode et provoquer l'émission d'électrons.

On peut montrer que lorsque le champ électrique atteint une valeur suffisante, le coefficient de multiplication de la décharge :

$$m = \exp.(\alpha d)/[1-\gamma(\exp.\alpha d-1)] \qquad (6)$$

devient infini

On alors, en effet :

$$\gamma(\exp.(\alpha d)-1) = 1 \qquad (7)$$

Cela signifie que chaque électron primaire est remplacé par un électron secondaire. Le courant peut donc se maintenir ou croître sous l'effet de la charge d'espace. Le courant n'est plus conditionné par l'existence d'un agent ionisant extérieur et n'est limité que par la résistance interne de la source. On passe en régime de décharge de Townsend qui est une décharge autonome (partie D de la figure I.2) ou auto-entretenue.

1.1.4 - Décharge de Townsend

Comme on peut le voir sur la figure I.2, cette décharge est caractérisée par une résistance interne dynamique $\frac{dV}{dI}$ nulle. Quelle que soit la force électromotrice de la source, la ddp aux sources de la décharge est fixe et constante. Elle est appelée tension d'amorçage statique V_s. La courbe de la figure I.3 ne peut être décrite qu'en faisant varier I.

1.1.5 - Décharge luminescente

Lorsqu'on fait croître le courant de la décharge de Townsend, la tension commence par décroître. Cette partie de la caractéristique constitue une zone de transition entre la décharge de Townsend et la décharge luminescente. Elle est parfois appelée décharge luminescente subnormale. Dans cette zone, on a :

$$\frac{dV}{dI} < 0$$

La décharge luminescente est dite normale lorsque $\frac{dV}{dI} = 0$ et anormale lorsque $\frac{dV}{dI} > 0$.

La décharge luminescente normale est caractérisée par l'apparition de plusieurs zones luminescentes diffuses et par une ddp constante entre électrodes. Précisons les effets cathodiques qui montreront les différences par rapport à une décharge d'arc :

- le champ électrique près de la cathode décroît linéairement en fonction de la distance x,
- tous les électrons de la cathode sont émis sous l'effet du bombardement ionique (2 coeff. de Townsend γ),
- la région cathodique se comporte comme un tube à décharge de Townsend, le courant n'étant limité que par la résistance extérieure.

Cependant, lorsque la décharge recouvre la totalité de la surface de la cathode, elle présente un caractère dit "anormal".

En effet, la surface émissive S étant constante, le courant ne pourra dépasser la valeur $I_m = j_m S$ obtenue lorsque la décharge recouvre la totalité de la cathode, que si la densité de courant j devient supérieure à j_m. La densité de charges augmente alors au voisinage de la cathode ; le champ est plus élevé, c'est-à-dire V plus grand et d_c, largeur correspondant à la chute cathodique plus faible. Ainsi, l'augmentation du courant de décharge s'accompagne d'une augmentation de la densité j du courant et d'une diminution de la gaine cathodique. Les ions perdent moins d'énergie par collisions et en fournissent davantage à la cathode dont la température s'élève. Lorsque l'émission thermo-électronique de la cathode devient notable, la pente de la courbe V = f(I) redevient négative. On est en régime d'arc.

1.1.6 - Décharge d'arc. Formation du spot

La différence essentielle entre la décharge d'arc et la décharge luminescente se situe au niveau de l'émission cathodique. L'apparition de l'arc est conditionnée par celle des phénomènes thermiques. Lorsque l'émission de courant devient très intense, la température s'élève localement, et, contrairement au cas de la décharge luminescente où la totalité de la cathode est émissive, l'émission s'effectue ici à partir d'une région très localisée et souvent très mobile appelée spot cathodique. Nous reviendrons plus longuement sur ses propriétés dans le chapitre consacré aux mécanismes d'émission.

On voit donc qu'il est théoriquement possible, en jouant sur le courant et la tension (et également sur la pression) de passer de la décharge de Townsend à la décharge luminescente puis à la décharge d'arc. C'est un des trois procédés possibles pour amorcer un arc.

1.2 - Amorçage par surtension

Nous venons de voir que les gaz sont généralement de bons diélectriques et que la seule application d'une différence de potentiel entre les électrodes de l'ampoule représentée sur la figure I.1 ne permet pas le passage d'un courant. Cependant, lorsque la tension appliquée dépasse une valeur critique V_D appelée tension disruptive (ou tension de claquage) une décharge s'amorce entre les électrodes. Si la source ne limite pas le courant, cette décharge dégénère en arc de façon irréversible. On a vu également que, pour que la décharge s'auto-entretienne, la tension devait

atteindre une valeur minimale V_S appelée tension d'amorçage statique. Sauf dans le cas de la décharge couronne qui est auto-entretenue mais à courant faible ou à $V_D \simeq V_S$.

1.2.1 - Courbe de Paschen

Une décharge peut s'amorcer dans un champ électrique à condition de produire des électrons libres (dits électrons primaires ou électrons germes). Ces électrons sont créés en permanence dans l'air atmosphérique par les rayons cosmiques ou par la radio-activité naturelle au nombre de 10 à 20 par cm^3 et par seconde. Cependant, pour que la décharge se développe, la tension entre électrodes doit atteindre la tension d'amorçage V_S (que l'on ne différencie généralement pas de la tension disruptive V_D, sauf dans le cas de la décharge couronne). La loi de Paschen donne la relation entre V_S, la pression p et la distance interélectrodes d.

Le premier coefficient de Townsend α dépend du nombre de collisions effectuées par l'électron sur 1 cm de parcours - il dépend donc de p - mais il dépend également de l'énergie qu'il aura pu acquérir entre deux collisions, c'est-à-dire sur un libre parcours moyen λ ; il dépend donc de E et plus précisément du produit $E\lambda$, c'est-à-dire de E/p champ électrique réduit. Le champ E étant supposé uniforme, on a :

$$E_S = V_S/d$$

La condition d'auto-entretien donnée en (7) relie donc V_S et pd et on a :

$$V_S = f(pd).$$

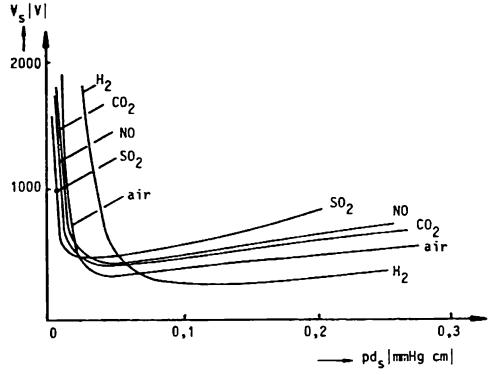


Figure I.4 - Courbes de Paschen pour H_2, air, CO_2, NO, SO_2.

La figure I.4 donne l'allure de quelques courbes de Paschen pour plusieurs gaz et pour de faibles valeurs du produit pd. Toutes les courbes passent par un minimum qui correspond aux conditions optîmales de gain d'énergie pour l'électron entre deux collisions.

1.2.2 - Mécanisme de l'amorçage

Lorsque les électrons primaires sont créés et lorsque la tension appliquée atteint ou dépasse V_S, le mécanisme de multiplication s'amorce et se développe d'une manière identique à celle décrite au paragraphe précédent.

Il convient cependant de distinguer les mécanismes lorsque la surtension par rapport à V_S est faible, de ceux qui apparaissent en surtension forte.

Aux faibles surtensions, sous l'action de l'effet photo-électrique, les électrons primaires donnent naissance à des avalanches successives. L'émission ultra-violette responsable de l'émission cathodique d'électrons s'accroît exponentiellement avec le développement de chaque avalanche. La surtension étant faible on devrait voir le courant se stabiliser. Cependant, en raison de la présence de la charge d'espace, le courant continue de croître jusqu'à la formation de l'arc.

Aux fortes surtensions, une seule impulsion apparaît suivie d'un accroissement rapide du courant en raison de l'influence de la charge d'espace. Le temps d'apparition de l'arc est de l'ordre de la centaine de nanosecondes après la formation de la charge d'espace.

1.2.3 - Cas particulier : la foudre

Il existe entre la stratosphère chargée positivement et la terre chargée négativement une différence de potentiel comprise entre 200 et 400 kV, qui crée, par beau temps, un champ électrique d'environ 100 $V.m^{-1}$ au niveau du sol.

Les nuages orageux, dont la base est chargée négativement, inversent et renforcent considérablement ce champ dont l'intensité peut atteindre des valeurs supérieures à 15 $kV.m^{-1}$. Ce champ est encore renforcé par "effet de pointe" au voisinage de toute aspérité (figure I.5) à l'extrémité de laquelle peuvent se produire des décharges couronnes, les fameux feux de St-Elme qui se formaient à l'extrémité des mats de navire et impressionnaient les navigateurs.

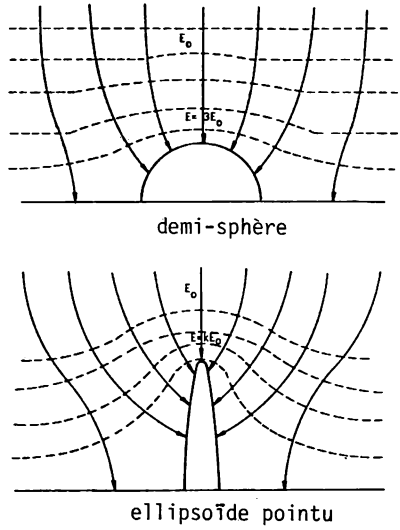


Figure I.5 - Déformation des surfaces équipotentielles et des lignes de force au voisinage d'un demi-ellipsoïde de révolution posé sur un plan conducteur d'après (1)

Il arrive que l'éclair se forme à partir de cette décharge et monte vers le nuage. Dans la majorité des cas, l'éclair est initié dans le nuage. Il se forme un canal ionisé appelé "leader" chez les anglo-saxons (et que nous appellerons "traceur") et qui descend du nuage par bonds successifs d'une cinquantaine de mètres séparés par des intervalles d'une cinquantaine de microsecondes. En avant de ce traceur, le champ est suffisamment intense pour que, à partir de la décharge couronne formée au sol, se créent des arborescences ascendantes allant au devant du traceur descendant. Lorsque les canaux se rejoignent, le circuit électrique entre le nuage et le sol est fermé et le coup de foudre se produit, analogue au courant de court-circuit d'une ligne de transport d'énergie. L'écoulement des charges dans le nuage fait, qu'au bout d'un certain temps, les conditions sont requises pour l'apparition d'un nouvel éclair qui suit le chemin de l'éclair précédent, sans que se reproduisent les phénomènes précurseurs. Ce que l'oeil enregistre n'est donc pas un éclair unique, mais une succession de décharges séparées de plusieurs dizaines de millisecondes pour un même coup de foudre dont la durée peut dépasser une seconde.

L'intensité du courant est généralement supérieure à 10.000 A. On a observé des coups de foudre de plus de 100.000 A. Le temps de montée de l'intensité pour les décharges négatives est de 2 à 10 microsecondes et le temps de décroissance compris entre 150 et 200 µs. La température sur l'axe de la décharge est voisine de 30.000 K et la densité électronique supérieure à 10^{18} cm^{-3} à l'instant initial. En ce même instant initial, la surpression dépasse 8 atmosphères et revient à la valeur de 1 atmosphère en une vingtaine de microsecondes.

1.3 - Amorçage par contact

Lorsqu'on sépare deux contacts initialement parcourus par un courant, la conduction est maintenue par une décharge électrique qui s'amorce dans l'espace interélectrode. Nous verrons que, dans les disjoncteurs, l'arc de puissance créé au moment de l'ouverture du circuit est très destructeur et doit être éteint rapidement.

1.3.1 - Généralités sur les contacts et les circuits associés

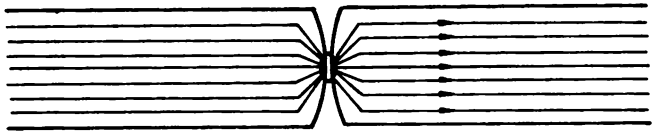


Figure I.6 - Le courant passe par une petite surface

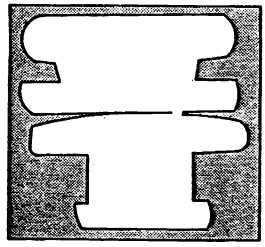


Figure I.7 - Vue agrandie d'un contact électrique

Lorsque deux électrodes sont mises en contact, elles ne prennent pas appui sur la totalité des surfaces en regard. Seules les aspérités et irrégularités de la surface constituent les zones d'appui (figure I.7).

Ainsi les lignes de courant se concentrent en un très petit nombre de contacts jusqu'à une surface unique au moment de l'ouverture. Par ailleurs, le circuit dans lequel est inséré ce contact présente toujours une certaine inductance qui va provoquer une surtension au moment de la séparation des électrodes.

1.3.2 - Mécanisme de l'amorçage. Pont fondu

Au moment de la séparation des contacts, la totalité du courant I passe d'une électrode à l'autre à travers une surface de faible dimension qui est toujours inférieure à 1 mm² mais peut être de l'ordre de 10^{-6} mm² dans le cas de micro-contacts à faible pression d'écrasement. La résistance R à travers le contact augmente alors et l'énergie dissipée RI^2 conduit à une augmentation considérable de la température locale. Le point d'ébullition du métal est atteint et il se forme entre les deux contacts un "pont fondu" métallique. Les zones d'ancrage du pont sur les contacts sont à une température voisine de la température d'ébullition du métal. Ainsi l'émission thermo-ionique est possible. L'environnement du pont est un mélange du gaz ambiant et de vapeur métallique.

L'allongement du pont, soumis à de fortes convultions et instabilités, entraîne la rupture, généralement dans sa partie médiane. Cette rupture prend la forme d'une explosion pouvant concerner la totalité du pont et non sa partie médiane uniquement. Comme dans le cas de fils explosés, il y a éjection de métal fondu sous forme de micro-gouttelettes à une vitesse de 100 à 300 $m.s^{-1}$. La pression de vapeur métallique a été trouvée voisine de 1 atmosphère, une vingtaine de ns après la rupture. Il y a donc formation d'un arc en vapeurs métalliques. Si les conditions d'alimentation et d'écartement des électrodes le permettent, cet arc peut se maintenir et entraîner une érosion des contacts.

Remarques :

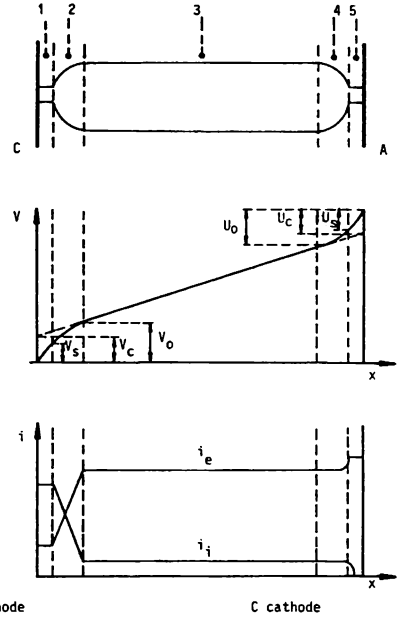
1 - On a longtemps pensé que l'ouverture de contacts en très basse tension (quelques volts) n'entraînait pas la formation d'un arc de coupure. Les méthodes modernes d'analyse ont permis de mettre en évidence la présence de micro-décharges même dans le cas d'ouverture de contacts dans un circuit de 3 à 4 volts. Dans ce cas, en effet, la surtension, provoquée à l'ouverture par la self du circuit, peut être suffisante pour conduire à l'ionisation de la vapeur métallique.

2 - Ce procédé, qui consiste à amorcer un arc par contact, est très utilisé en laboratoire pour amorcer une décharge à la pression atmosphérique (arcs stabilisés par parois par exemple).

3 - On amorce parfois un arc en volatilisant un fil conducteur préalablement placé entre les deux électrodes. La colonne ionisée, formée par les vapeurs métalliques est immédiatement remplacée par la colonne positive de l'arc brûlant dans le gaz ambiant. Ce procédé n'est pas différent, dans son principe, du précédent.

2 - DIFFERENCES DE POTENTIEL ET COURANTS D'ARC

2.1 - Répartition du potentiel dans la colonne



A anode C cathode

1 zone de charge d'espace ionique
2 zone cathodique
3 colonne positive
4 zone anodique
5 zone de charge d'espace électronique

Figure I.8 - Distribution des potentiels et des courants entre les électrodes

Dans la colonne positive, le potentiel croît de façon monotone entre la cathode et l'anode. Les particules chargées y sont donc soumises à un champ électrique longitudinal sensiblement constant. La figure I.8 donne schématiquement la répartition du potentiel entre les deux électrodes. Ce champ est faible. Pour un arc de disjoncteur, fonctionnant à 20 kA dans du SF_6 sous une pression de 3.10^5 Pa, le champ dans la colonne est compris entre 2 x 10^3 et 3x10^3 $V.m^{-1}$. La figure I.9 donne l'évolution du champ électrique axial dans un arc d'azote à la pression atmosphérique pour un

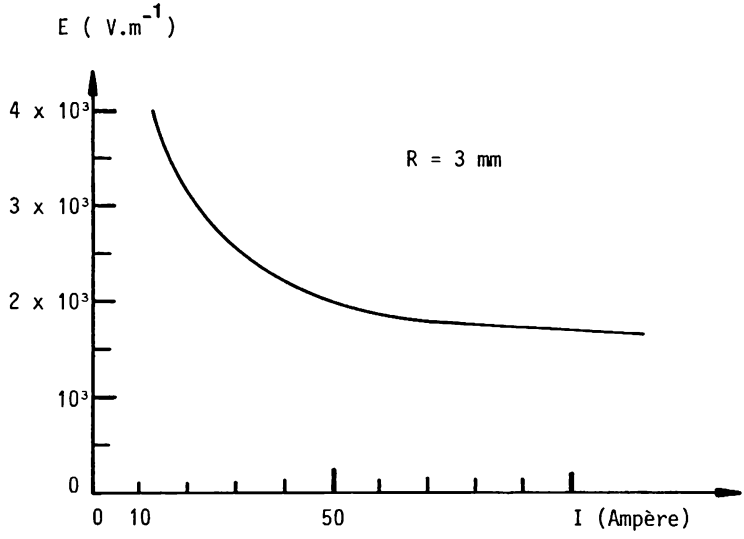


Figure I.9 - Champ électrique axial dans un arc stabilisé par parois (r = 3 mm) brûlant dans l'azote à la pression atmosphérique

rayon de la chambre de stabilisation égal à 3 mm. On voit que dans ces deux cas extrêmes, l'ordre de grandeur du champ électrique est le même.

Nous verrons dans l'étude de la diffusion qu'il existe un champ radial, appelé champ ambipolaire, qui, en freinant la migration radiale des électrons permet aux particules chargées de diffuser à la même vitesse moyenne, quel que soit leur signe et leur masse. Ce champ ne crée donc pas un courant radial puisque les flux d'ions et d'électrons sont égaux. De plus, il ne participe pas à la conduction du courant d'arc.

La mesure du champ est malaisée. Il est généralement admis que la composante radiale du champ appliquée est nulle, et la composante du champ ambipolaire est négligée. Ainsi la valeur de la composante axiale $E_Z = E$ est supposée être indépendante de la distance à l'axe. On peut donc dans ces conditions, déduire le champ électrique de la mesure du potentiel flottant entre deux points de la colonne. Ceci est généralement réalisé au moyen de sondes. On peut également mesurer la différence de potentiels entre les disques de stabilisation pour l'arc stabilisé par paroi. Enfin, une méthode très utilisée consiste à mesurer la tension aux bornes de la décharge pour plusieurs valeurs de la distance interélectrode et à courant constant. Les chutes de potentiel aux électrodes étant identiques, la différence entre les ddp mesurées pour deux distances interélectrodes d_1 et d_2 sera $E(d_2-d_1)$.

2.2 - Répartition du potentiel au voisinage des électrodes. Epaisseur des gaines

2.2.1 - Allure générale du potentiel

La cathode et l'anode sont reliées à la colonne positive par les zones cathodiques et anodiques dans lesquelles la chute de tension est plus rapide que dans la colonne. A la cathode, qui draine les ions positifs extraits de la colonne, se trouve une charge d'espace positive créée par l'accumulation de ces ions. De la même manière, il existe une charge d'espace électronique à l'anode.

Remarque :

On peut déjà remarquer que cette représentation n'est pas rigoureusement exacte. En effet, si l'anode n'a qu'un rôle de récepteur pour les électrons, il n'en n'est pas de même pour la cathode qui est émissive. Nous verrons plus loin que ceci a conduit à l'hypothèse de la double gaine ou "couche double de Langmuir".

Sur la figure I.8 sont représentées les différentes chutes de potentiel considérées dans la littérature. Vo et Uo sont les chutes de potentiel comptées à partir des zones de contraction.
V_S et U_S, chutes de potentiel dans les zones de charge d'espace, sont souvent décrites comme chutes cathodiques et anodiques respectivement.

L'ordre de grandeur de l'épaisseur de ces gaines est pris comme étant égal au libre parcours moyen des ions pour la chute cathodique et au libre parcours moyen des électrons pour la chute anodique.

Par exemple, dans un arc d'azote à la pression atmosphérique, avec une cathode de Tungstène, et une température du gaz au voisinage de la cathode proche de 3.000 K, la largeur de la zone cathodique est 6.10^{-7} m.

Dans un arc au mercure à la pression atmosphérique et une température du gaz de 10.000 K, la largeur de la zone de charge d'espace cathodique est 10^{-8} m et celle de la zone anodique de 2.10^{-7} m.

Ceci donne un bon ordre de grandeur des épaisseurs de gaine.

2.2.2 - Chute de tension dans les gaines

La zone anodique ne comporte que peu d'ions. Elle ne comprend que les électrons extraits de la colonne et accélérés dans le champ. On décrira donc avec plus de détail la zone cathodique qui pose quelques problèmes. La cathode peut être considérée comme une sonde émissive portée à un potentiel négatif par rapport au plasma. On peut donc représenter la zone cathodique de manière commode comme un espace limité par deux plans parallèles, l'un émettant des électrons représentant la cathode, l'autre émettant des ions et représentant la colonne positive. Les particules sont émises avec une vitesse initiale nulle.

2.2.2.1 - Couche double de Langmuir

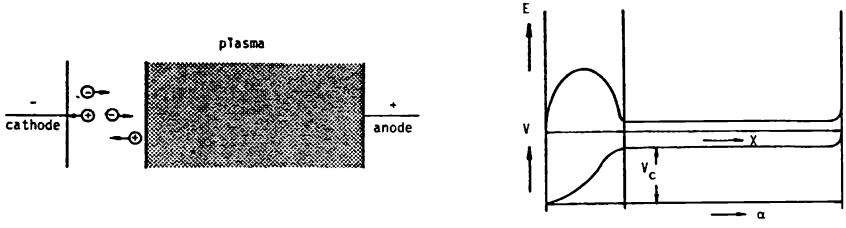


Figure I.10 - Formation de la couche double de Langmuir

Dans ce qui suit, l'indice i sera relatif aux ions positifs et l'indice e aux électrons. On a les relations suivantes :

- densité totale de courant :

$$j = j_i + j_e = \text{constante} \qquad (8)$$

avec :

$$j_e = n_e\, e v_e = \text{cste} \qquad (9)$$
$$j_i = n_i\, e v_i = \text{cste} \qquad (10)$$

v_e et v_i étant respectivement les vitesses des électrons et des ions.
n_e et n_i sont les densités numériques des électrons et des ions.

La surface de la cathode étant prise comme origine des distances ($x = 0$) et des potentiels ($V_{x=0} = 0$).
Appelons V_c le potentiel à la limite de la gaine et V le potentiel à la distance x. On a :

$$v_e = \left(\frac{2e}{m_e}\right)^{1/2} V^{1/2} \quad ; \quad v_i = -\left(\frac{2e}{m_i}\right)^{1/2} (V_c - V)^{1/2} \qquad (11)$$

Les variations du potentiel dans la gaine en fonction des densités de charge sont données par la formule de Poisson :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{e}{\varepsilon_o}(n_i - n_e) \qquad (12)$$

En fonction des relations écrites plus haut, on a :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{1}{\varepsilon_o}\left(\frac{j_i}{(2e/m_i)^{1/2}(V_c - V)^{1/2}} - \frac{j_e}{(2e/m_e)^{1/2} V^{1/2}}\right) \qquad (13)$$

Cette équation peut s'intégrer une première fois aisément après multiplication des deux membres par dV et en remarquant que $(d^2V/dx^2)\, dV = \frac{1}{2}\, d\,(dV/dx)^2$. On a :

$$\frac{1}{2}\left(\frac{dV}{dx}\right)^2 = \frac{j_i}{\varepsilon_o}\left(\frac{2m_i}{e}\right)^{1/2}(V_c - V)^{1/2} + \frac{j_e}{\varepsilon_o}\left(\frac{2m_e}{e}\right)^{1/2} V^{1/2} + K \qquad (14)$$

Dans un premier temps, nous allons faire les deux hypothèses suivantes :

- les particules sont émises librement à la cathode. On a donc $E_o = 0$ pour $x = 0$ et $V = 0$,

- les particules positives sont émises librement à la limite de la gaine de telle manière que l'on a :
  $E_x = 0$ pour $x = d$ (épaisseur de la gaine)
  et $V = V_c$.

Dans ces conditions, on a les conditions sur K :

$$K = -\left(\frac{j_i}{\varepsilon_o}\right)\left(\frac{2m_i}{e}\right)^{1/2} V_c^{1/2} \qquad (15)$$

$$K = -\frac{j_e}{\varepsilon_o}\left(\frac{2m_e}{e}\right)^{1/2} V_c^{1/2}$$

Ces deux conditions sont compatibles si on a :

$$\frac{j_i}{j_e}\left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/2} = 1 \qquad (16)$$

Dans ces conditions, cette région de charge d'espace, limitée des deux côtés par deux zones à champ nul a été appelée couche double de Langmuir. La figure I.10 montre alors que le champ est symétrique par rapport au milieu de la couche. Du côté de la cathode se trouve la charge d'espace des électrons, de l'autre la charge d'espace des ions positifs.

Cette représentation commode n'est malheureusement pas exacte dans la quasi totalité des cas et la relation (16) ne peut être utilisée.

2.2.2.2 - Modèle de Mac Keown

En général, la relation (16) n'est pas vérifiée et le rapport j_i/j_e est beaucoup plus important que celui obtenu par (16). On peut cependant admettre que l'hypothèse selon laquelle

$$E_{x=d} = 0 \text{ pour } V = V_c$$

est correcte car physiquement la colonne positive se comporte comme un émetteur d'ions pouvant envoyer dans la gaine des densités très élevées. Par contre, la surface cathodique ne peut toujours émettre des électrons avec une égale abondance et si on a $V = 0$ pour $x = 0$, on ne peut avoir $E = 0$ pour $x = 0$.

Supposons l'existence d'un champ E_c à la surface de la cathode. On a alors la relation :

$$\frac{1}{2} E^2_c = (2 V_c/e\epsilon^2_o)^{1/2} \left(\frac{j_i}{m_i^{1/2}} - \frac{j_e}{m_e^{1/2}}\right) \qquad (17)$$

L'expression du champ électrique pour la cathode impose donc la condition :

$$a = \frac{j_i}{j_e} \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/2} \geq 1 \qquad (18)$$

Lorsque a = 1, on retrouve la couche double de Langmuir. Lorsque a devient plus grand que 1, l'importance relative du courant ionique augmente. Le rôle de la charge d'espace positive devient de plus en plus important et le champ dans la couche comme à la cathode, augmente. La couche, alors se rétrécit et la distribution du champ est alors déterminée par la charge d'espace positive.

Ceci est le cas le plus réaliste, mais, dans la représentation de ces phénomènes à la cathode, on se heurte généralement à une très mauvaise connaissance du rapport j_i/j_e (voir Chapitre II, paragraphe 2.2).

2.2.2.3 - Ordre de grandeur des chutes de tension dans les gaines

Les chutes de tension dans les gaines dépendent peu des conditions de fonctionnement de l'arc : elles dépendent essentiellement du matériau d'électrode. Des mesures effectuées dans l'air et dans le vide ont donné des différences inférieures à 1 V /3/.

Grakov /4/ a effectué une étude en prenant tous les matériaux possibles de cathode. Il a mesuré la chute de tension cathodique V_c et l'a reliée d'une part à l'énergie du niveau métastable le plus bas V_e et d'autre part, à l'énergie d'ionisation V_i du matériau considéré. La figure I.11 résume les résultats obtenus. Elle représente, pour chaque élément, la valeur du rapport V_c/V_i en fonction de la valeur V_e/V_i.

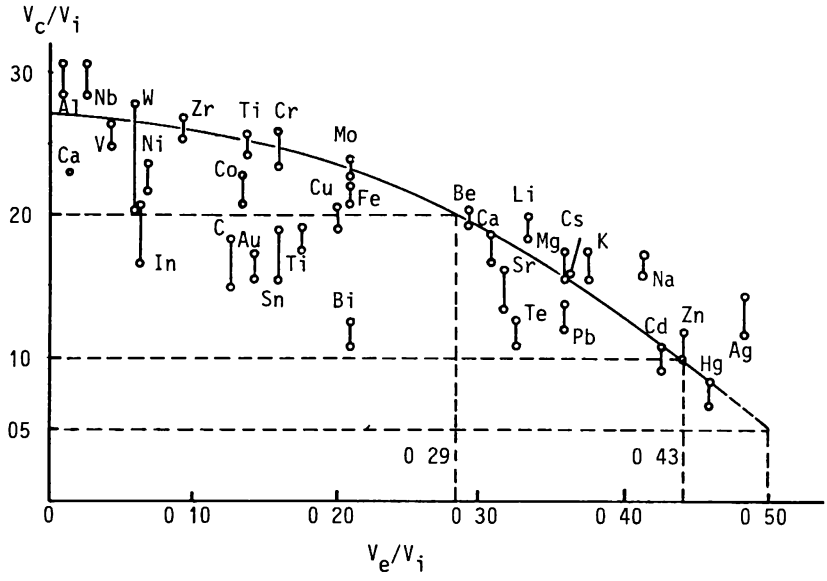


Figure I.11 - Relation entre la chute cathodique V_c et l'énergie du plus bas niveau métastable V_c par rapport à l'énergie d'ionisation V_i (ref. /4/)

On peut résumer ces résultats en deux points :

- lorsque V_e est voisin de $V_i/2$, le processus d'ionisation peut s'effectuer économiquement et une chute de potentiel dans la gaine voisine de $V_i/2$ est suffisante pour le maintien de l'arc en assurant une ionisation par paliers,
- lorsque V_e est inférieur à $V_i/2$, le niveau métastable est trop "bas" pour servir de réservoir efficace (ou de pseudo niveau fondamental efficace) et l'ionisation directe devient nécessaire. V_c est alors plus élevé.

Prenons deux cas extrêmes de la figure I.11. Pour l'aluminium, on a V_e = 0,002 V_i. La chute cathodique est alors supérieure à 3 V_i. Pour le mercure, on a V_e = 4,58 eV, pour V_i = 10,4 eV. On trouve alors $V_c \simeq$ 7 à 10 V.

2.3 - Répartition du courant entre les électrodes

Sur la figure I.8 sont représentés les courants entre les électrodes. Dans la pratique, on raisonne sur la densité j. Dans la gaine cathodique, la

densité totale de courant est la somme de la contribution des ions d'une part et des électrons d'autre part. Le rapport

$$q = j_e/j_i$$

dépend, on l'a vu, de la nature de l'émission cathodique et est très difficile à déterminer avec précision. Par exemple, pour l'émission par effet de champ on a $q >> 1$.

Dans la colonne, le rapport des densités de courant est égal au rapport des mobilités des porteurs de charge.

$$j_e/j_i = \mu_e/\mu_i$$

Dans la gaine anodique, le courant ionique est pratiquement nul et le courant électronique est toujours pris égal au courant total.

2.4 - L'arc dans un circuit. Caractéristique d'arc. Stabilité du circuit

2.4.1 - Caractéristique courant-tension

La figure I.12 montre le dispositif expérimental permettant de tracer la courbe V(I) de la tension d'arc en fonction du courant.

Pour un arc libre, on obtient une caractéristique décroissante identique à celle représentée sur la figure I.12. Dans le cas d'un arc confiné -ou stabilisé par parois- cette caractéristique peut à partir d'une certaine valeur du courant présenter une pente positive. Ce point sera montré lors de l'utilisation des modèles mathématiques et particulièrement de l'équation d'Elenbaas-Heller.

On peut, cependant, donner à ce phénomène une explication physique relativement simple. L'augmentation du courant se traduit par une augmentation de la température sur l'axe, ainsi que par une élévation des densités électroniques et ioniques. Le rayon de la décharge étant fixé par construction de la chambre, les gradients radiaux de température et de densité de charge augmentent avec I. Les pertes par diffusion deviennent de plus en plus fortes et doivent être compensées par une énergie injectée plus importante.

Le champ électrique dans la colonne croît. Tant que le courant est assez faible pour que l'arc ait un diamètre naturel de l'ordre de (ou inférieur

à) celui de la chambre la caractéristique est décroissante. Au delà, elle croît.

2.4.2 - L'arc dans un circuit électrique. Stabilité

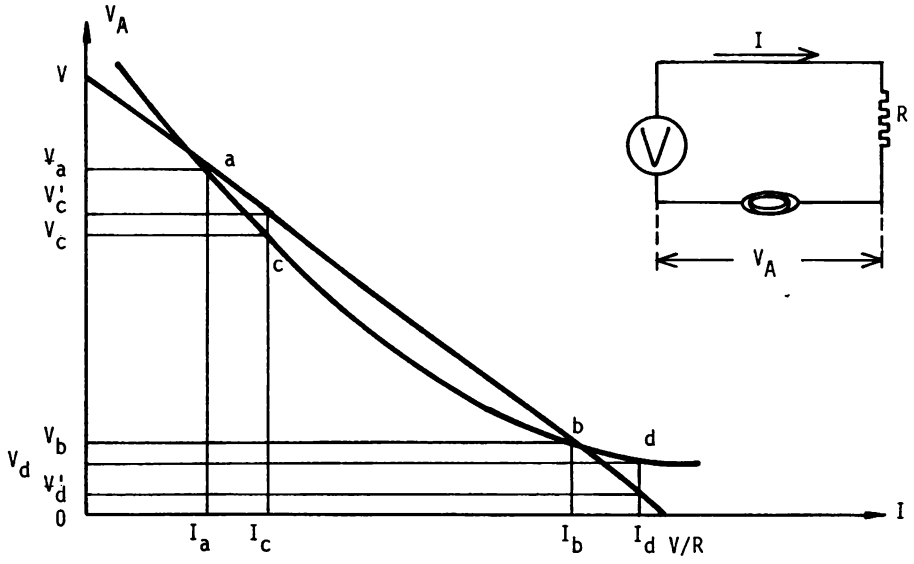


Figure I.12 - Intersection de la droite de charge et de la caractéristique d'arc

Sur un diagramme portons la caractéristique $V_A(I)$ de l'arc. Sur le même diagramme, portons la droite représentant l'équation de la droite de charge

$$V_A = V - RI$$

du circuit associé à l'arc. Elle coupe l'axe des tensions en V lorsque le courant est nul et l'axe des courants en V/R lorsque $V_A = 0$, c'est-à-dire lorsque l'arc est remplacé par un court-circuit.

La droite coupe la caractéristique en deux points a et b. On peut montrer mathématiquement que seul le point b est stable.

En effet, on a :

$$V = V_A + RI$$

S'il apparaît une variation ΔI du courant, il se produira une variation : $\Delta V_A = \frac{dV_A}{dI} \Delta I$ de la tension aux bornes de l'arc, ainsi qu'une force électromotrice d'auto-induction : $\Delta V = - L \frac{d(\Delta I)}{dt}$

On a donc :

$$V + \Delta V = V_A + \Delta V_A + R(I + \Delta I)$$

Soit :

$$L \frac{d}{dt} (\Delta I) = - (R + \frac{dV_A}{dI}) \Delta I$$

La solution de cette équation est :

$$\Delta I = (\Delta I)_o \exp. \left[- \frac{1}{L} (R + \frac{dV_A}{dt}) t\right]$$

Ainsi, une augmentation $(\Delta I)_o$ du courant entraînera une nouvelle augmentation de celui-ci, si :

$$R + \frac{dV_A}{dI} < 0$$

ou un retour à l'équilibre, si :

$$R + \frac{dV}{dI} > 0$$

On voit que seul le point b satisfait à cette dernière condition. C'est donc le point de fonctionnement stable cherché.

Remarquons cependant, qu'un raisonnement élémentaire permet de déterminer le point de stabilité.

En effet, plaçons-nous d'abord au point a, et donnons au courant un accroissement qui le fait passer de I_a à I_c. La tension aux bornes de l'arc passe en V_c. Dans le circuit associé la nouvelle tension V'_c égale à $V - R(I + \Delta I)$ est supérieure à V_c. Ainsi la force contre électro-

motrice de l'axe est inférieure à la tension aux bornes du circuit associé, et le générateur va donc injecter dans le circuit un courant d'intensité encore supérieure. Le système diverge. a est un point instable.

Le même raisonnement peut être appliqué en b. On donne un accroissement de courant qui fait passer l'intensité de I_b en I_d. La force contre électromotrice de l'arc vient en V_d. On voit sur la figure 5 que la tension dans le circuit associé devient V'_d. La force contre électromotrice de l'arc étant supérieure à la tension totale du circuit associé, le courant diminue. Le circuit s'oppose à tout accroissement de I. Le point b est un point stable.

3 - STABILISATION DE LA DECHARGE

3.1 - Introduction

Dans certaines applications, telles que le soudage, l'éclairage, dans l'utilisation des torches à plasma par exemple, une bonne stabilité de la colonne d'arc est nécessaire. Mais, c'est surtout dans les arcs de laboratoire sur lesquels s'effectuent des mesures spectroscopiques longues et minutieuses, que la stabilité de la décharge s'impose absolument car c'est elle qui conditionne la précision et la reproductibilité des mesures.

Dans un arc libre, les instabilités ont principalement deux origines :

- les mouvements du spot qui déplacent le point d'ancrage de l'arc sur l'électrode,
- les courants de convection thermique. Lorsque l'arc est horizontal, ce sont ces courants qui donnent à la décharge la forme caractéristique d'"arc".

Dans la quasi-totalité des cas, la stabilisation de la décharge s'effectue au niveau de la colonne. Mais on y associe parfois une stabilisation des spots. En particulier, on arrive à fixer le spot cathodique en donnant une forme appropriée aux électrodes : forme de pointe qui favorise l'émission électronique. Dans le cas des arcs au mercure, il est également possible de stabiliser la tache cathodique en l'"ancrant" au moyen d'une pièce métallique introduite dans le mercure et mouillée par celui-ci. Le spot se fixe alors en un point où le rayon de courbure est faible de façon à entretenir un maximum d'émission par effet de champ.

Bien que ces méthodes soient efficaces au niveau du spot, elles n'ont aucun effet essentiel sur la colonne. Nous passerons donc en revue les méthodes les plus employées pour stabiliser la colonne, après avoir décrit brièvement les deux causes de stabilisation naturelle, dues au champ magnétique propre de l'arc d'une part et au gainage par convection pour un arc vertical d'autre part.

3.2 - Stabilisation naturelle de la colonne

3.2.1 - Champ magnétique propre

Le courant électrique qui circule dans la colonne donne naissance à une induction magnétique circulaire B. Si on suppose la colonne parfaitement cylindrique avec une densité de courant J, la force d'origine magnétique qui s'exerce sur la colonne peut s'exprimer par la relation faisant intervenir le gradient de pression :

$$\vec{\nabla p} = \vec{j} \times \vec{B} \qquad (19)$$

Elle est dirigée vers l'axe de la décharge (fig. I.13). Le plasma est considéré comme un fluide unique sur lequel s'exerce une pression dont l'ordre de grandeur peut être obtenu à partir de la formule suivante donnée par Maecker /5/

$$\Delta p = \frac{\mu_o I^2}{4\pi^2 r_a^2} \left[1 - \left(\frac{r}{r_a}\right)^2\right] \qquad (20)$$

$\frac{\mu_o I^2}{4\pi^2 r_a^2}$ est la pression maximale (sur l'axe de la décharge).

I est l'intensité du courant, r_a le rayon de conduction et r la distance à l'axe de la décharge.

Cette force tend à confiner la colonne. Cependant, son intensité n'est pas suffisante pour avoir un effet notable dans la quasi totalité des cas. En effet, pour un arc de 200 A dont le rayon de conduction est égal à 4 mm, la pression due aux effets magnétiques est voisine de 8×10^{-4} atmosphère, c'est-à-dire totalement négligeable. On admet généralement que dans les disjoncteurs, la pression d'origine magnétique est d'environ une atmosphère pour une intensité de courant de 10.000 A.

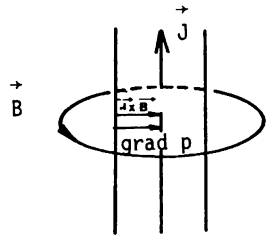


Figure I.13 - Force magnétique exercée sur la colonne cylindrique de densité de courant j supposée uniforme

Remarque :

Au voisinage des électrodes où la colonne n'est pas rigoureusement cylindrique, les lignes de courant ne sont pas parallèles à l'axe de la décharge. La pression magnétique qui ne s'exerce plus perpendiculairement à l'axe induit alors des courants de particules dans la direction $\vec{j} \times \vec{B}$ qui a une composante axiale. Afin de compenser les pertes de masse dues à ce flux, des courants de gaz neutre pénètrent dans la colonne au niveau de la région cathodique. Ceci contribue à la bonne stabilité des arcs à fort courant (fig. I.14). Cet exemple illustre le cas particulier d'une stabilisation naturelle produite par des courants convectifs à partir d'effets magnétiques.

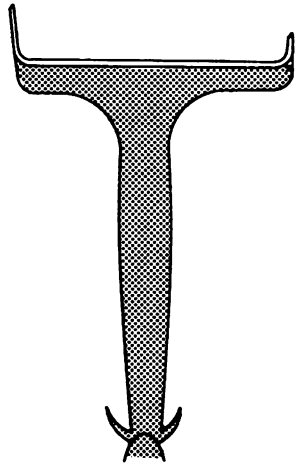


Figure I.14 - Stabilité d'un arc vertical au carbone à 200 A (ref. /6/)

3.2.2 - Convection naturelle

L'équation de conservation de l'énergie dans la colonne à l'état stationnaire (équation 35, chapitre V) s'écrit :

$$\text{div } [q + pv_0 + \rho v_0 (u + \frac{v_0^2}{2})] - j E = 0$$

On peut établir une relation simple en supposant que la vitesse moyenne d'entraînement du fluide v_0 est nulle, ce qui est parfaitement fondé dans le cas d'un arc horizontal stabilisé par exemple. Si nous considérons le cas d'un arc libre vertical (fig. I.14), la vitesse d'écoulement due à la gravité n'est plus négligeable. Elle est de l'ordre de plusieurs mètres par seconde. La fig. I.15 montre les lignes de flux de masse correspondant à div $\rho v_0 = 0$. On voit que cela constitue pour la colonne un véritable gainage qui contribue à sa stabilité ainsi qu'il est montré sur la fig. I.14. Cependant, ces moyens naturels de stabilisation sont insuffisants dans la plupart des cas, et on doit avoir recours à des moyens mécaniques qui sont beaucoup plus efficaces.

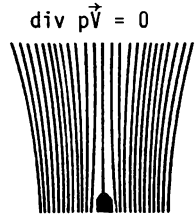


Figure I.15 - Lignes de flux de masse d'un arc vertical

3.3 - Stabilisation de la colonne par des moyens mécaniques

3.3.1 - Stabilisation par rotation

La convection étant une des causes de l'instabilité de la colonne, les procédés mécaniques de stabilisation visent surtout à l'éliminer ou tout au moins à l'atténuer au maximum. Une des méthodes utilisées consiste à amorcer la décharge dans un tube contenant les deux électrodes et donner à l'ensemble un mouvement rapide de rotation. Ce procédé a été décrit d'abord par Von Engel et Steenbeck /7/. Par suite de l'effet centrifuge,

l'arc se stabilise parfaitement. En effet, le gaz froid, plus lourd est rejeté à la périphérie de la décharge, tandis que le gaz chaud, plus léger est maintenu dans la région axiale. La vitesse minimale de rotation autour de l'axe du tube dépend de la nature du gaz et de la pression de fonctionnement. Ce procédé permet d'obtenir un arc cylindrique symétrique avec une distribution de température radiale bien définie. De la même manière, Weizel /8/ a stabilisé un arc au mercure à haute pression sur la droite de raccordement des pointes d'électrode. La fig. I.16 représente le schéma de montage. L'ensemble tourne très rapidement autour de son axe.

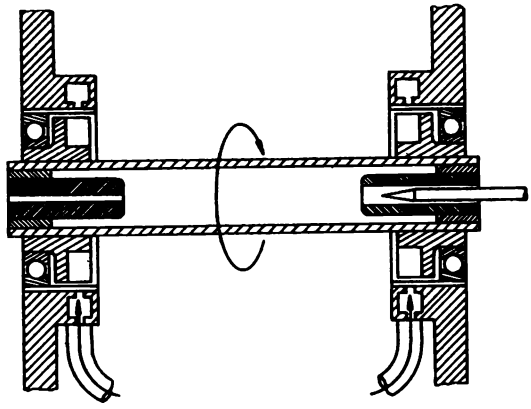


Figure I.16 - Stabilisation d'un arc par rotation /8/

Bien que de conception légèrement différente, l'arc étudié par Peters /9/ se rattache à ce procédé de stabilisation par rotation. C'est un arc à vapeur d'eau amorcé dans un tube rempli d'eau tournant à grande vitesse. La force centrifuge maintient le plasma de vapeur d'eau dans l'axe du tube et produit une très bonne stabilisation du plasma.

3.3.2 - Stabilisation par tourbillon

Un autre procédé de stabilisation a été utilisé avec succès surtout dans le cas des arcs longs. Il est désigné sous le nom de stabilisation par tourbillon. L'arc brûle dans un tube dans lequel un fluide est introduit tangentiellement à grande vitesse (fig. I.17) /10/.

Le remplissage s'effectue ainsi en rapide rotation et la force centrifuge produit ici aussi une bonne stabilisation de l'arc dans l'axe du tube. La

composante axiale du flux permet un écoulement et par suite une stabilisation sur toute la longueur et un refroidissement des parois.

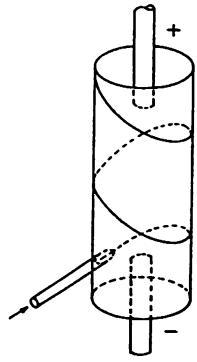


Figure I.17 - Stabilisation par tourbillon

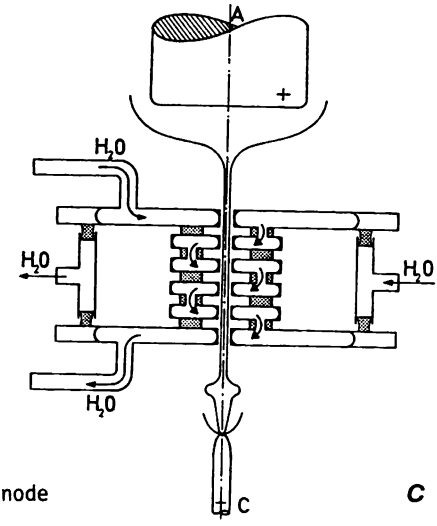
Une légère variante de ce procédé est due à Gerdien et Lotz /11/, qui, en injectant de l'eau à la place du gaz obtenaient un meilleur refroidissement des parois du tube. Ceci a permis d'augmenter l'intensité du courant d'arc et par voie de conséquence, la température sur l'axe. C'est dans un arc de ce type fonctionnant à 1500 A qu'a pu être mesurée la plus haute température d'arc, supérieure à 50.000 K.

3.3.3 - Stabilisation par parois

Le principe de la stabilisation par paroi est d'une grande simplicité. Il consiste à faire fonctionner l'arc dans un cylindre dont le diamètre est inférieur au diamètre naturel de la colonne. Ainsi, la température du plasma à sa périphérie est celle de la paroi qui évacue l'énergie de l'arc. La conséquence de ce procédé est que la densité d'énergie étant supérieure à celle d'un arc libre ayant la même intensité de courant, la température sur l'axe est plus élevée, donc les gradients sont plus forts ce qui favorise les mécanismes de diffusion.

Une application évidente de la stabilisation par paroi se trouve dans le domaine des lampes à arc. Le tube à décharge est généralement en verre ou en quartz. Sa température doit être maintenue constante. Pour cela, on utilise la convection naturelle pour les puissances faibles ou un refroidissement forcé (par eau par exemple) pour les puissances plus élevées.

Pour les études effectuées en laboratoire, Maecker /12/ a mis au point un type de stabilisation par paroi qui est très largement utilisé. L'arc correspondant est connu sous le nom de "arc cascade". La fig. I.18 donne un exemple de ce type de stabilisation. La décharge est canalisée par plusieurs couronnes de cuivre creuses refroidies par circulation d'eau et isolées électriquement les unes des autres. Le canal central a un diamètre de quelques millimètres à 1 cm. Ce procédé permet d'obtenir une colonne parfaitement stable, cylindrique et autorisant par une ou plusieurs fenêtres placées latéralement, toutes les observations désirables avec une très bonne reproductibilité dans le temps.



A anode C cathode

Figure I.18 - Principe de la stabilisation par paroi - d'après (12)

Références du chapitre I

/1/ C. GARY - "La foudre" - Techniques de l'Ingénieur (1984)

/2/ Y. PELENC - Cahiers techniques Merlin-Gérin n° 15 (1973)

/3/ I.G. KESAEV
Sov. Phys. Techn. Phys. 9 (1965) 1146

/4/ V.E. GRAKOV
Sov. Phys. Techn. Phys. 12 (1967) 286

/5/ H. MAECKER
Zeitschrift für Physik 141, (1955) 198

/6/ H. MAECKER
Zeitschrift für Physik 136, (1953) 119

/7/ A. Von ENGEL, M. STENNBECK
Wiss. Veroff. Siemens Konz. 10 (1931) 155

/8/ W. WEIZEL
Z. Techn. Phys. 24 (1943) 90

/9/ Th. PETERS
Z. Physik, 135 (1953) 573

/10/ O. SCHONHERR
E.Z.T. 30 (1909) 365

/11/ H. GERDIEN, A. LOTZ
Wiss. Veroff. Siemens Konz. 2 (1922) 489
Z. Techn. Phys. 4 (1923) 157

/12/ H. MAECKER
Z. für Naturf. 11a (1956) 457

Chapitre II

PHENOMENES AUX ELECTRODES

1 - PRESENTATION

Les paragraphes qui vont suivre donnent les résultats les plus couramment admis concernant les phénomènes aux électrodes ; dans un soucis de généralisation, en vue des applications technologiques à la fois nombreuses et variées, les lois physiques énoncées viseront l'explication de l'évolution des pieds d'arc plutôt que la formulation spécifique de points particuliers.

Le sens de passage du courant d'arc définit une tache cathodique et une tache anodique qui seront analysées séparément dans le détail en faisant appel aux théories de l'émission électronique des métaux portés à haute température, ainsi qu'à celles basées sur la balance d'énergie au niveau de l'interface plasma - surface métallique. Les phénomènes d'érosion seront définis et abordés pour les différentes phases d'évolution de l'arc électrique.

2 - LA CATHODE

2.1 - Définition de la tache cathodique

L'examen des traces laissées par le passage d'une tache cathodique sur un métal conduit à l'hypothèse d'une structure complexe, avec une évolution de celle-ci difficilement prévisible selon les matériaux. Le mouvement du pied d'arc sera abordé plus loin dans ce chapitre, le but du présent paragraphe est de donner une définition de la tache cathodique et d'en montrer la structure. C'est avant tout une zone formée de centres émissifs distincts, très dispersés dans le cas d'un arc dans le vide /1/ et beaucoup plus près les uns des autres lors de la présence d'une atmosphère ambiante. Les méthodes d'observation dans les deux cas ne sont pas toujours satisfaisantes et conduisent à des résultats assez dispersés souvent liés aux moyens d'investigation ; les travaux les plus significatifs sont peut être ceux de Guile A.E. /2/ qui a analysé au microscope à balayage les traces laissées par des arcs de quelques ampères

durant plusieurs nanosecondes, et ceux de M.G. Drouet et al. /3/ qui complètent cette méthode par une mesure fine de la distribution du courant cathodique. Les derniers auteurs cités mettent ainsi en évidence, pour un courant de 700 A, sur du cuivre dans l'air à la pression atmosphérique, des microsites transportant des courants de 0,6 A, ayant une durée de vie de l'ordre de 10^{-6} s et un diamètre de $0{,}1.10^{-6}$ m. Pendant la durée d'un spot, sa structure va évoluer rapidement ; on dispose de plusieurs modèles /3/ ; /4/ issus de l'analyse des résultats expérimentaux.

Les particules éjectées par les différents sites émissifs (essentiellement des électrons et de la vapeur métallique) vont se mélanger pour donner une zone complexe /5/ qui va précéder l'expansion du plasma avant la jonction avec la colonne d'arc. Cette zone complexe est difficile à décrire, elle débute avec les premières collisions entre les espèces présentes, et elle se termine là où l'ionisation est très importante avec un maximum pour la densité électronique.

Enfin, la région dite de contraction assure l'expansion du plasma créé vers la cathode, elle se situe donc entre la zone d'ionisation et la colonne d'arc. Cette zone, peu étudiée jusqu'alors, présente un intérêt moindre car ses propriétés apportent peu d'éléments sur la connaissance de l'arc électrique.

2.2 - Emission électronique

L'existence d'un arc électrique ne peut s'envisager sans la présence de la tache cathodique qui constitue le point d'initialisation de la décharge en assurant le passage du courant électrique entre l'électrode métallique et le plasma de la colonne. Le courant ainsi produit résulte de deux flux antagonistes, celui dû au déplacement des électrons émis, et celui dû aux ions positifs issus du plasma voisin. Le premier phénomène fait l'objet de ce paragraphe et nécessite pour être interprété correctement quelques rappels sur l'énergie des électrons dans les métaux.

Les électrons sont supposés libres au sein d'un métal à l'intérieur duquel ils sont maintenus par des forces dont l'action peut être symbolisée par une barrière de potentiel énergétique. La figure II.1 donne une schématisation du problème posé ramené à une seule dimension. Lorsqu'un électron atteint la surface du métal ($x = 0$), il devra avoir une énergie suffisamment élevée pour quitter celui-ci ; la valeur de cette énergie dépend des conditions physiques imposées à la surface en ce point. Les

lois de la mécanique statistique montrent que l'énergie des électrons est inférieure ou égale à $W_F(T)$ pour la température T ; $W_F(T)$ est le niveau de Fermi, il vaut $W_F(0)$ lorsque T = 0K ; pour la plupart des métaux, l'approximation $W_F(T) \simeq W_F(0)$ est couramment admise.

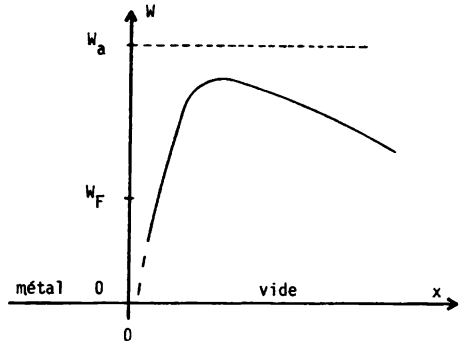


Figure II.1 - Barrière de potentiel énergétique pour la sortie des électrons du métal avec :

W_a = hauteur de la barrière de potentiel en l'absence de champ électrique,

W_F = niveau de Fermi à la température T,

W_{F0} = niveau de Fermi pour les électrons à la température T = 0 (en général $W_F \simeq W_{F0}$)

$W_S = W_a - W_{F0}$ = travail d'extraction.

Lorsque la surface du métal se trouve en présence du vide, à la température ambiante et soumise à aucune contrainte physique, la barrière de potentiel énergétique est abrupte et a pour hauteur W_a. La différence entre cette valeur et le niveau de Fermi définit le travail d'extraction W_s soit :

$$W_S = W_a - W_F(0) \qquad (1)$$

Les grandeurs W_s et $W_F(0)$ sont actuellement connues et tabulées.

Si la surface métallique est soumise à une température importante, ou à la présence d'un champ électrique local très élevé, ou à la combinaison de ces deux effets, la barrière de potentiel voit sa hauteur s'abaisser et sa forme se modifier ; elle sera par exemple comparable à celle représentée en trait plein sur la figure II.1. Dans ce cas, les électrons auront une plus grande probabilité de sortir du métal, soit grâce à leur énergie

supérieure à celle du sommet de la barrière de potentiel, soit par effet tunnel.

Dans le cas de la tache cathodique, la transition métal vide ou métal plasma, n'est pas aussi nette, mais se fait par l'intermédiaire d'une vapeur métallique ayant une densité très élevée sous l'effet des hautes pressions et de la température. Leycuras A. /6/ calcule dans ce cas la densité J_c pour le courant émis, avec la formule de Richardson-Dushman en amputant le travail de sortie de l'énergie de polarisation des électrons $\Delta E(d)$ ce qui donne :

$$J_c = \frac{4\pi mek^2}{h^3} T_c^2 \exp\left(\frac{-W_s + \Delta E(d)}{kT_c}\right) \qquad (2)$$

d étant la densité de la vapeur à la surface du métal ; la grandeur $\Delta E(d)$ se détermine à partir des travaux de Ya.M. Zolotoviskii et al /7/.

Il existe d'autres théories donnant la valeur de la densité du courant émis à partir d'hypothèses faites sur la forme et la hauteur de la barrière de potentiel énergétique en fonction de la température de surface T_c et du champ électrique E_c. Dans ce cas, si on considère à nouveau la figure II.1, l'énergie de l'électron vaut :

- lorsqu'il est dans le métal ($x < 0$) :

$$W = -W_F \qquad (3a)$$

- lorsqu'il a quitté le métal ($x > 0$) :

$$W = -\frac{e^2}{16\pi\varepsilon_0 x} - eE_c x \qquad (3b)$$

la relation 3b prend en compte la charge image et le champ électrique appliqué.

A partir de ces données, le calcul de la densité du courant émis est possible ; plusieurs auteurs ont résolu ce problème théorique. Il y a lieu de citer les travaux de S.G. Christov /8/, /9/ qui considère que le sommet de la barrière de potentiel a une forme parabolique. Les travaux de Murphy et Good /10/ donnent des valeurs moins précises que celles de Christov, d'après ce dernier auteur, mais les relations obtenues sont plus directement utilisables dans le domaine de l'arc électrique. La résolution

de l'équation de Schrödinger par une variante de la méthode W.K.B. donne le coefficient de transmission de la barrière de potentiel énergétique ; en multipliant cette valeur obtenue par le nombre d'électrons arrivant sur cette barrière par unité de surface et par unité de temps, le calcul de la densité de courant J_c émise est alors possible :

$$J_c = e \int_{-W_s}^{\infty} D(W).N(W).dW \qquad (4)$$

En utilisant les notations habituelles :

$$D(W) = \{ 1 + \exp \frac{8\pi\sqrt{2}\ \sqrt{m}\ e^{\frac{5}{4}}\ v(y)}{E_c^{\frac{1}{4}}\ y^2\ (4\pi\varepsilon_o)^{\frac{3}{4}}\hbar} \}^{-1} \qquad (5a)$$

pour $W < W_1$

$$D(W) = 1 \text{ pour } W \geq W_1 \qquad (5b)$$

$$N(W) = \frac{4\pi m k T_c}{h^3} \text{Log} \left[1 + \exp \left(- \frac{W - W_F}{kT}\right)\right] \qquad (6)$$

avec :

$$v(y) = -\left(\frac{y}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \{ - 2F\left[\left(\frac{y-1}{2y}\right)^{\frac{1}{2}} \right] + (y+1)\ H \left[\left(\frac{y-1}{2y}\right)^{\frac{1}{2}} \right] \} \qquad (7a)$$

pour $y > 1$

$$v(y) = (1+y)^{\frac{1}{2}} \{ F \left[\left(\frac{1-y}{1+y}\right)^{\frac{1}{2}} \right] - y.H \left[\left(\frac{1-y}{1+y}\right)^{\frac{1}{2}} \right] \} \qquad (7b)$$

pour $y < 1$

Les fonctions F et H étant données par les intégrales elliptiques :

$$F(Z) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} (1 - Z^2 \sin^2\theta)^{\frac{1}{2}}\ d\theta \qquad (8a)$$

$$H(Z) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} (1-Z^2\sin^2\theta)^{-\frac{1}{2}}\, d\theta \qquad (8b)$$

W_1 est déterminée par la limite des variations possibles de la quantité de mouvement avec W sur le plan complexe, soit :

$$W_1 = -\frac{1}{2}\left[\frac{e^3E_c}{2\pi\varepsilon_o}\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (9)$$

y est dû au changement de variable :

$$y = \frac{1}{|W|}\left(\frac{e^3E_c}{4\pi\varepsilon_o}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (10)$$

En considérant les valeurs du champ électrique E_c voisines de zéro, il est possible, par simplification de l'équation (4) de retrouver la relation de Richardson-Schottky, c'est le domaine de l'émission thermo-électronique. A l'opposé, lorsque les valeurs du champ électrique deviennent très importantes, la relation (4) se simplifie à nouveau et conduit à la relation classique donnée pour la première fois par Fowler-Nordheim /11/ à propos de l'émission électronique par les surfaces froides. Dans ce cas, le terme D(W) peut s'exprimer sous forme d'un développement limité et, après plusieurs approximations liées aux fortes valeurs du champ électrique, il reste pour la densité du courant émis, l'expression :

$$J_c = \frac{9e^3E_c^2}{8\pi\,(4\pi\varepsilon_o)^{\frac{1}{2}}\, hW_F t^2(y)} \exp\left[-\frac{8\pi\sqrt{2}\,\sqrt{m}\,(4\pi\varepsilon_o)^{\frac{1}{4}}}{3eh}\, v(y)\, \frac{W_F^{\frac{3}{2}}}{E_c}\right] \qquad (11)$$

avec $\quad t(y) = v(y) - \frac{2}{3}\, y\, \frac{dv(y)}{dy}$

En utilisant les propriétés des dérivées des fonctions elliptiques, t(y) prend les valeurs :

$$t(y) = (1+y)^{\frac{1}{2}} \{(1+y).H\left[\left(\frac{2a}{1+a}\right)^{\frac{1}{2}}\right] - y.F\left[\left(\frac{1-y}{1+y}\right)^{\frac{1}{2}}\right]\} \qquad (13)$$

Grâce aux méthodes de calcul numérique des intégrales pour un cas défini (E_c et T_c connus), il est possible de déterminer les valeurs de la densité du courant émis à la cathode à partir de la relation (4). Par contre, la connaissance de la prédominance de l'un des trois types d'émission ainsi définis (thermo-électronique, thermo-électronique avec effet de champ, et prédominance de l'effet de champ) correspond à un phénomène physique plus précis. La frontière entre deux zones varie avec le matériau émissif ; pour donner un ordre de grandeur, un champ électrique de 10^9 $V.m^{-1}$ pour des températures comprises entre 3000 et 4000 K situe le barycentre de la zone intermédiaire.

Les travaux de I.I. BEILIS et al. /12/ donnent des précisions supplémentaires pour illustrer ce propos en considérant les valeurs prises par la fraction électronique s, rapport du courant électronique émis au courant d'arc total. Les conclusions apportées par cet auteur pour une cathode en cuivre, montrent que l'émission est du type thermo-électronique pour $s < 0,5$; puis pour les valeurs allant de 0,5 à 1 l'émission passerait d'un mode où se conjuguent l'effet de champ et la présence d'une température élevée, à un mode où seul subsiste l'effet de champ. Dans le modèle d'arc non stationnaire, le temps de vie, estimé par cet auteur, d'un site serait de l'ordre de 10^{-5} s et la fraction électronique varierait pendant ce temps de 1 à 0,5 ; ce modèle est compatible avec celui proposé par M.G. Drouet /3/. De nombreux auteurs ont ainsi établi la corrélation entre les valeurs de s et le type d'émission électronique à la cathode. Pour un arc au mercure, K.T. Compton /13/ aboutit à des valeurs variant entre 0,67 et 0,99 et conclut à l'existence d'une émission où prédomine l'effet de champ. Dans le même cas, Von Engel et A.E. Robson /14/ mettent en évidence le rôle des ions et des atomes excités pour l'émission électronique, ils aboutissent à une valeur de s égale à 0,9. Pour un même type d'arc A.J.T. Holmes /15/ donne une valeur de s voisine de 0,54.

2.3 - Formation des ions, présence d'une charge d'espace

Les électrons émis par la cathode atteignent le plasma avec une énergie pratiquement toujours supérieure au seuil d'ionisation de la vapeur métallique, et produisent ainsi une accumulation d'ions positifs, située à une distance λ de la surface émissive. Si V_c est la chute cathodique, la grandeur λ se calcule à partir des variations du champ électrique E(V) en fonction des variations du potentiel V entre la surface émissive et la zone de charge d'espace ; ceci conduit à considérer le problème sous une forme unidimensionnelle selon la normale à la surface de l'électrode. Dans ce cas :

$$\lambda = \int_0^{V_C} \frac{dV}{E(V)} \qquad (14)$$

L'intégration de la relation de Poisson pour la charge d'espace conduit à la relation démontrée pour la première fois par Mac Keown /16/ donnant le champ électrique E_c en fonction de la densité totale J_c du courant :

$$E_c^2 = \frac{4}{\varepsilon_o} J_c \left[(1-s) \left(\frac{M}{2e}\right)^{\frac{1}{2}} - s \left(\frac{m}{2e}\right)^{\frac{1}{2}} V_c^{\frac{1}{2}} \right] \qquad (15)$$

M représentant la masse atomique des ions.

Dans cette relation, la nature du matériau intervient par M et indirectement par la chute cathodique V_c dont les valeurs les plus souvent citées sont données par I.G. Kesaev /17/, V.E. Grakov /18/ et G. Ecker /19/. D'autre part, les valeurs de V_c varient avec le courant d'arc, mais ces variations (de l'ordre de quelques volts) sont encore actuellement mal définies. Il faut aussi souligner le fait que la densité totale de courant J_c et le champ électrique E_c sont directement dépendants l'un de l'autre ; l'analyse montre que ce sont les valeurs élevées de E_c qui entraînent celles de J_c.

2.4 - Bilan d'énergie

Les échanges d'énergie effectués au niveau de la surface du matériau, à travers la tache cathodique, se traduisent par une balance entre les puissances fournies et dissipées ; ce bilan constitue une étape notable

pour la connaissance des phénomènes et de leur relative importance. La relation la plus couramment admise par la plupart des auteurs se formule ainsi :

$$P_i = P_v + P_c + P_r + P_e \qquad (16)$$

La partie de gauche correspond à l'apport d'énergie par unité de temps, la partie droite à la dissipation de celle-ci.
Le terme P_i traduit le bombardement des ions métalliques après leur accélération au niveau de la chute cathodique ; en faisant l'hypothèse d'une surface équivalente, circulaire, de rayon r_c, pour tous les spots confondus en un seul, on peut écrire :

$$P_i = (1-s)\, J_c\, (V_i + V_c - V_s)\, \pi r_c^2 \qquad (17)$$

V_i représente le potentiel d'ionisation, et V_s le potentiel électrique correspondant au travail d'extraction W_s du métal constituant la cathode.

Sous l'effet de l'échauffement, le métal est vaporisé, et si une stagnation du pied d'arc se produit, il apparaît une couche liquide sous les spots et dans ce cas des gouttes en fusion sont émises, emportant une certaine énergie cinétique. T. Utsumi et al /20/ ont mesuré des vitesses comprises entre 200 et 300 $m.s^{-1}$ dans le cas de l'or, les gouttelettes projetées ayant un diamètre de quelques 10^{-6} m. Des hypothèses plus précises sont nécessaires pour expliciter le terme qui correspond à cette forme de dissipation de l'énergie ; ainsi dans le cas où seule la vaporisation est prise en compte, il est possible d'utiliser la relation :

$$P_v = D.\Delta m_c \qquad (18)$$

D représente l'énergie nécessaire à l'évaporation de l'unité de masse du matériau constituant la cathode et Δm_c la vitesse d'érosion.

Une partie du flux d'énergie apportée par les ions sur la surface de la cathode est transférée par conduction thermique vers le métal ; la résolution de l'équation de la chaleur permet d'évaluer le terme P_c en fonction de la température de surface T_c et de la conductivité thermique K du matériau. Les expressions obtenues sont plus ou moins complexes selon les conditions aux limites imposées ; dans le cas le plus simple du

contact considéré comme un matériau semi-infini, et en supposant le régime permanent atteint en un temps très court par rapport au temps d'arc total, l'expression obtenue est la suivante :

$$P_c = (T - T_o)\, K\, \pi^{\frac{3}{2}}\, r_c \qquad (19)$$

T_o représente la température ambiante.

Un calcul rapide montre que la puissance perdue par rayonnement, même en considérant la tache comme un corps noir porté à la température T_c, est négligeable par rapport aux autres puissances mises en jeu, la plupart des auteurs donnent donc :

$$P_r = 0 \qquad (20)$$

L'émission des électrons par la surface métallique entraîne une dissipation d'énergie, représentée en moyenne dans la relation (16) par le terme P_e ; celui-ci est explicitable sous la forme :

$$P_c = V_e.s.I \qquad (21)$$

V_e est le potentiel électrique correspondant à la valeur moyenne de l'énergie nécessaire à l'évaporation d'un électron ; cette grandeur varie selon le type de fonctionnement de la cathode.

Dans le cas de l'émission par effet thermo-électronique, les électrons après avoir franchi la barrière de potentiel possèdent une énergie cinétique pratiquement nulle et l'énergie nécessaire à leur départ est pratiquement égale au travail d'extraction de ce métal, qui entraîne alors :

$$V_e \leq V_r \qquad (22)$$

Pour l'autre cas extrême, c'est-à-dire celui de l'émission par effet de champ uniquement, les électrons franchissent la barrière de potentiel essentiellement par effet tunnel au niveau de Fermi, et ils possèdent alors une énergie suffisante pour quitter le matériau, d'où :

$$V_e \geq 0 \qquad (23)$$

Dans la zone intermédiaire, où règne à la fois une température élevée et un champ électrique important, les électrons franchissent la barrière de potentiel, par effet tunnel, mais à des niveaux situés au-dessus de celui de Fermi, ce qui nécessite une énergie comprise entre les deux valeurs données par les relations (22) et (23), c'est l'effet Nottingham. Les travaux de T.H. Lee /21/ et G. Ecker /22/ donnent les valeurs de V_r pour différents matériaux en fonction de celles du champ électrique et de la température.

2.5 - Mouvement du spot cathodique

En l'absence de champ magnétique appliqué, les observations expérimentales montrent que les spots d'une tache cathodique pour un arc électrique produit dans le vide exécutent un mouvement à la fois permanent et aléatoire. Les mesures effectuées dans ce cas montrent un écart avec un comportement dû uniquement aux lois du hasard ; ceci s'explique par la présence de champs magnétiques produits par le courant d'arc.

Lorsqu'une induction magnétique extérieure $\vec{B}$ est imposée parallèlement à la surface de la cathode ; il apparaît une force qui d'après la loi de Laplace est proportionnelle en module et de même sens que le vecteur $\vec{J} \times \vec{B}$; $\vec{J}$ représente la densité totale du courant d'arc au niveau de la tache cathodique. Les observations expérimentales rendent compte de deux mouvements possibles : l'un dans le sens du vecteur $\vec{J} \times \vec{B}$ c'est le mouvement direct, l'autre dans le sens opposé, c'est le mouvement rétrograde. Il est possible pour un arc donné de passer d'un mouvement à l'autre comme le montre la figure II.2 empruntée à D.L. Murphree et al /23/, en faisant varier la pression du gaz utilisé. Pour un arc dans le vide, I.G. Kesaev /24/ conclut à un mouvement vers le champ magnétique local le plus élevé, en tenant compte du fait que le champ propre s'ajoute à celui déjà imposé.

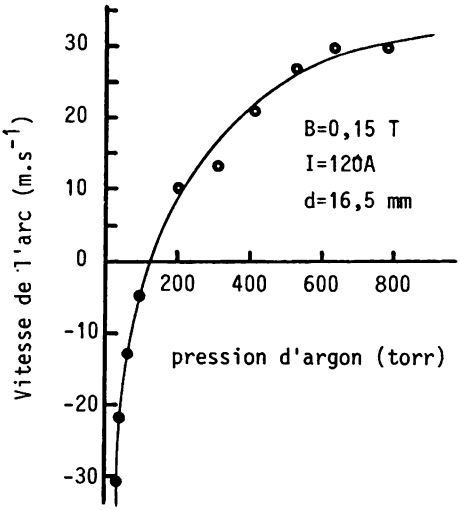


Figure II.2 - Vitesse de déplacement de l'arc en fonction de la pression du gaz environnant. Une valeur négative correspond à un mouvement rétrograde. (D'après /23/)

Les vitesses mesurées pour ce mouvement rétrograde sont fonction de la nature du matériau constituant la cathode, de l'état de surface de celle-ci et des valeurs du courant d'arc. La présence d'un film d'oxyde, ou de résidus organiques, ou d'aspérités métalliques provoque une augmentation de la vitesse, alors que celle-ci est réduite, voir annulée par un échauffement de la cathode.

L'explication de ces phénomènes complexes a suggéré de nombreux modèles théoriques, parmi les plus intéressants il faut signaler ceux donnés par I.G. Kesaev /24/ ; G. Ecker et al /25/ ainsi que A.A. Phyutto et al /26/. M.G. Drouet /27/ propose une explication en accord avec les auteurs précédemment cités et plus complète ; celle-ci peut être résumée ici de la façon suivante. La cathode est formée de régions émissives microscopiques qui naissent et se désactivent de façon aléatoire. En général, le temps de vie d'un site émissif est plus court que le temps de résidence d'une zone de la tache cathodique sur une partie de la surface métallique, et de ce fait le mouvement apparent du pied d'arc résulte d'un excès d'initiation de nouveaux sites dans la direction de déplacement. Cette activation préférentielle résulte de la combinaison de plusieurs phénomènes qui vont provoquer une dissymétrie de la distribution du plasma au niveau de chaque spot. Au champ appliqué se superpose un champ local très intense (Par

exemple pour un courant de 0,7 A traversant un site de diamètre $0{,}1.10^{-6}$m, l'induction magnétique vaut 3T). La densité du plasma résultant augmente sur le front avant de la tache cathodique et accroît localement la probabilité d'émission d'électrons par modification de la barrière de potentiel énergétique du métal.

3 - L'ANODE

3.1 - Définition de la tache anodique

Dans le fonctionnement de l'arc électrique, l'anode joue le plus souvent le rôle d'un modeste collecteur d'électrons. Lorsque la pression ambiante présente des valeurs au moins égales à une fraction de la pression atmosphérique, la tache anodique est toujours existante et elle se manifeste alors par un échauffement localisé intense, qui va toujours s'accompagner d'une fusion et d'une vaporisation du matériau sur lequel elle s'établit. Ce processus s'accomplit dans le cas de la soudure, des fours et des appareils de coupure autres que ceux du vide. Les observations faites montrent que la tache est le plus souvent unique, circulaire et d'une dimension comparable à celle de la section de la colonne de plasma.

Le cas de l'arc électrique produit dans le vide est plus complexe. Il convient de préciser que le passage du courant se fait alors en présence d'une vapeur plus ou moins ionisée issue des électrodes. Selon les conditions expérimentales, il existe deux modes de fonctionnement :

- un régime diffus caractérisé par une faible densité de courant, une faible élévation de température et une érosion pratiquement nulle.
- un régime de tache anodique où l'on retrouve les conditions décrites à propos d'une pression ayant des valeurs supérieures ou égales à celles de la fraction d'atmosphère.

La figure II.3 empruntée à un article de C.W. Kimblin /28/ illustre ce phénomène et montre le passage d'un régime à un autre.

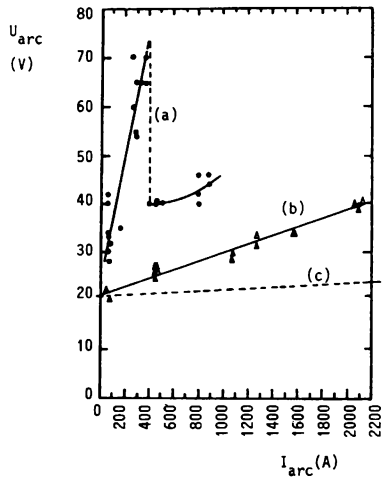


Figure II.3 - Caractéristiques courant tension avec des électrodes en cuivre dans le vide :

- a) et b) pour une distance inter-électrode de 0,5 cm et un diamètre de l'anode égal à 1,25 cm et 5 cm respectivement
- c) mesure de la chute cathodique
- la tache anodique est formée uniquement dans la deuxième partie de a)

La plupart des auteurs montrent que la formation du spot anodique coïncide avec une diminution des variations rapides de la différence de potentiel, et de sa valeur moyenne ; simultanément, il apparaît des points de fusion à la surface de l'électrode. Il est difficile de prévoir à l'avance les conditions de passage d'un mode de fonctionnement à l'autre. Le tableau 1 résume une partie des résultats obtenus par G.R. Mitchell /29/ avec des électrodes en cuivre de diamètre variable.

Diamètre 10^{-3} m	Seuil de courant 10^{3} A	Densité de courant 10^{7} A.m^{-2}
75	12,6	0,28
11	10,3	10,8
9,5	9,0	12,7
6,5	5,3	16,0

Tableau 1 - Seuil de formation de la tache anodique sur une électrode en cuivre. (D'après /29/)

Les résultats expérimentaux faisant intervenir la nature du matériau constituant l'électrode, conduisent à une relation directe mais non linéaire entre les propriétés thermiques et le courant seuil. Le tableau 2 résume les observations faites par J.A. Rich et al /30/.

La formation de la tache anodique est donc corrélée à une augmentation locale et rapide de la température et de la pression dans une zone très proche de la surface de l'électrode ; ceci se traduit par une variation

positive du flux d'énergie mise en jeu et aboutit à une contraction de la colonne. Il est alors possible de proposer un modèle physique traduisant les échanges dans cette zone.

Electrode	Courant seuil 10^3 A	$T_m(K\&C)^{\frac{1}{2}}$ unité CGS
Sn	2,3	57
Al	6,8	383
Ag	9,7	723
Cu	10,3	954
Mo	13,6	1204
W	13,8	1693

Tableau 2 - Seuil de formation de la tache anodique pour différents matériaux (avec K conductivité thermique, C chaleur massique et T_m température de fusion)
(D'après /30/)

D'après G. Ecker /31/, il se formerait une double zone de charge d'espace conduisant à une distribution du potentiel électrique analogue à celle de la figure II.4.

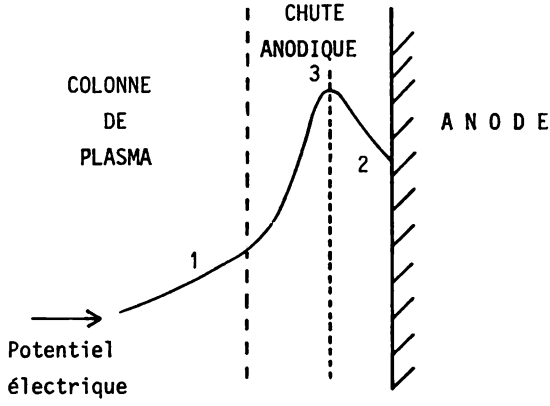


Figure II.4 - Distribution du potentiel électrique à l'anode
(D'après /31/)

La différence de potentiel entre les points 1 et 3 serait d'après H.G. Miller /32/ identique, pour un matériau donné, à la chute de potentiel cathodique ; celle existant entre les points 3 et 2 est difficilement accessible par la mesure ou le calcul, ce qui laisse indéterminées a priori les valeurs de la chute anodique V_a, apparaissant entre les points 1 et 2. Les résultats des mesures de V_a varient selon les conditions conditions expérimentales, et certains auteurs /33/ donnent même pour cette grandeur des valeurs négatives, ce qui situerait le point 2 en dessous du point 1. Le cas présenté par la figure 4 reste cependant le plus couramment admis (/34/ et /35/ par exemple).

3.2 - Bilan d'énergie

Lorsque la tache anodique est formée, il est possible d'établir une balance d'énergie semblable à celle formulée à la cathode. La puissance P_{ea} fournie par les électrons retombant sur la surface de l'électrode est dissipée selon quatre formes comme le montre la relation suivante :

$$P_{ea} = P'_{ea} + P_{ca} + P_{va} + P_{ra} \qquad (24)$$

Tous les termes de la relation ci-dessus se calculent à partir des grandeurs physiques caractérisant le phénomène ainsi décrit. Ainsi P_{ea} est donnée par :

$$P_{ea} = J_{ea} (V_a + V_e + V_s) \pi r^2_a \qquad (25)$$

J_{ea} est la densité du courant dû aux électrons retombant sur l'anode (J_{ea} est supérieure à 98 % de la densité totale), r_a le rayon de la tache.

Le métal étant porté à haute température, il émet des électrons formant un courant inverse de densité égale à J'_{ea} (grandeur négative par rapport à J_{ea}) ; ceci dissipe la puissance P'_{ea} :

$$P'_{ea} = - J'_{ea} (V_p + V_e) \pi r^2_a \qquad (26)$$

La relation classique de Richardson suffit pour évaluer la densité du courant électronique émis :

$$J'_{ea} = -\frac{4\pi mek^2 T_a^2}{h^3} \exp\left(-\frac{W_p}{kT_a}\right) \qquad (27)$$

avec T_a température de la tache anodique.

La définition des densités de courant anodiques relie le courant d'arc I à la surface de la tache par l'expression :

$$I = \pi r^2_a \, (J_{ea} + J'_{ea}) \qquad (28)$$

Les puissances dissipées par conduction (P_{ca}), par vaporisation métallique (P_{va}) et par rayonnement (P_{ra}) sont identiques à celles exprimées à propos de la tache cathodique en remplaçant respectivement r_c et T_c par r_a et T_a.

Ces relations théoriques ont été développées de façon plus simple pour des arcs de durée très brève par J.D. COBINE et al /36/, ce qui a permis à ces auteurs de calculer des valeurs minimales et maximales pour la plupart des caractéristiques physiques citées plus haut.

3.3 - Mouvement de la tache anodique

Le mouvement de la tache anodique, d'après les observations faites et les différentes sources consultées, est fortement corrélé à celui de la tache cathodique ; le coefficient de corrélation diminue avec l'augmentation de la longueur de l'arc. Il faut cependant ajouter que l'on trouve peu d'études systématiques concernant ce domaine, en général c'est le déplacement de la tache cathodique qui est étudié ou l'ensemble de l'arc sans précision sur la zone de mesures.

4 - L'EROSION

L'apparition et l'entretien d'un arc électrique ne peuvent s'effectuer sans la présence de neutres et d'ions métalliques dans le plasma ; l'érosion des électrodes va donc toujours se manifester sous différentes formes, selon les matériaux, les puissances mises en jeu et les instants considérés.

4.1 - Manifestation dans le temps

Lors de la séparation de deux électrodes parcourues par un courant, il apparaît un pont métallique au dernier point de contact /37/ ; la rupture

ou l'explosion de cette colonne de métal liquide provoque l'initiation de l'arc électrique. Le déplacement du matériau au cours de cette période se révèle responsable de l'érosion qui apparaît alors ; il est couramment admis que pour des durées d'arc inférieures à la microseconde cette forme d'érosion est prépondérante. Il faut noter que pour des courants élevés, même avec des durées d'arc courtes ($\leq 10^{-3}$ s), cette forme d'érosion va devenir un pourcentage de plus en plus faible de l'érosion finale. J.E. Daalder /38/ donne une limite supérieure de 7 % à 50 A et de 4 % à 200 A avec des électrodes en cuivre.

Après cette phase d'allumage, l'érosion se produit au niveau de la surface des électrodes en suivant divers processus avec prédominance de l'un ou de plusieurs d'entre eux selon les valeurs du courant et la nature des matériaux. Il convient de citer :

- évaporation du matériau pour la zone correspondant à la surface des taches,
- évaporation sur le domaine entourant les pieds d'arc et défini par une portion de la région de contraction,
- éjection de gouttelettes à partir du bain liquide produit par la fusion du matériau,
- départ d'agrégats solides ou liquides à la suite de micro-explosions provoquées par les gaz absorbés par le matériau d'électrode,
- réactions chimiques entre les composants du matériau eux-mêmes ou entre les composants du matériau et l'atmosphère environnante.

La redéposition de l'un ou de plusieurs des composants modifie l'état de surface des électrodes et est donc une des conséquences de l'érosion, elle peut donc avoir lieu de deux façons différentes :

- condensation d'ions de neutres ou de gouttelettes provenant de l'électrode elle-même ou de l'électrode antagoniste,
- réactions chimiques avec les éléments de l'atmosphère environnante ou les éléments des électrodes entre eux.

La fermeture de contacts sous tension s'accompagne de la production d'arcs électriques qui créeront d'autant plus de dégradations que les rebonds de la partie mobile seront nombreux. Il se produit en général une fusion superficielle des matériaux qui va occasionner un collage si la force mise en jeu pour la réouverture du contact n'est pas suffisante. La

modification de structure de la surface des contacts fait partie de l'érosion et conditionne la durée de vie des appareillages soumis à ces phénomènes.

4.2 - Modèles possibles pour l'érosion

L'état actuel de l'avancement des travaux scientifiques ne permet pas de dégager des lois physiques précises caractérisant la dégradation des électrodes, même dans les cas les plus simples. Ce qu'il est possible de donner ce sont des modèles physiques schématisant une des étapes de l'érosion, ou des lois empiriques tirées de la meilleure courbe tracée à partir de résultats expérimentaux. Il ne sera pas donné ici de telles lois, car elles sont souvent controversées même pour un matériau donné dans des conditions similaires.

Du point de vue des modèles physiques, celui proposé par A.E. Guile et al /39/ à la cathode constitue une bonne visualisation des phénomènes. Les spots sont caractérisés par des fluctuations ayant un temps de relaxation de l'ordre de la nanoseconde, et une dimension spatiale de l'ordre du micromètre. L'observation des traces laissées par des arcs ayant une durée comprise en 1 et 1000 ns conduit au schéma proposé par la figure II.5. Au bout d'un temps égal à une nanoseconde, le spot existe ; il se produit ensuite la fusion superficielle du matériau, puis de plus en plus profondément, et dans les quelques nanosecondes qui suivent, sous l'influence de la pression du plasma, un cratère va se former. Le métal liquide dépasse la surface de l'électrode et est alors éjecté sous forme de petites gout-

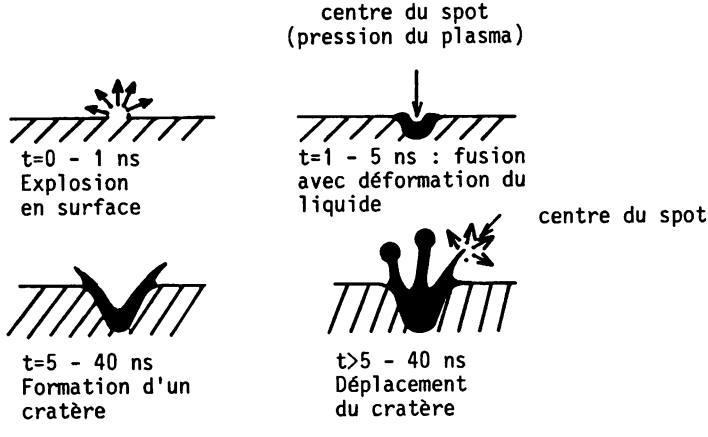


Figure II.5 - Modèle pour le développement d'un spot sur une surface propre
(D'après /39/)

telettes ou par vaporisation ;les deux processus sont présents mais la part d'érosion due à chacun d'eux n'est pas encore actuellement définie ; celle-ci évolue entre 0 et 1 selon les auteurs. La solidification des jets métalliques donne des micropointes où un nouveau spot va apparaître par effet de champ, et le cycle précédemment décrit recommence. La tache cathodique constituée par plusieurs spots va se déformer et se déplacer de façon plus ou moins aléatoire selon le matériau et les conditions extérieures. Les processus ainsi décrits vont rester les mêmes, mais avec des constantes de temps différentes pour des matériaux recouverts de film d'oxyde et situés ou non dans le vide.

4.3 - Est-il possible d'augmenter ou de réduire l'érosion ?

Certaines applications tendent vers une augmentation de l'érosion pour une puissance mise en jeu donnée ; d'autres nécessitent l'effet inverse, allant même jusqu'à tendre vers un recyclage complet, c'est-à-dire obtenir une érosion nulle après un ou plusieurs arcs.

La réponse à la question posée englobe une prise en compte de tous les facteurs suivants :

- valeurs et formes du courant et de la différence de potentiel,
- durées d'arc et mode d'allumage,
- nature, structure et caractéristiques physiques des matériaux composant les électrodes,
- dimension, forme et état de surface des électrodes,
- nature de l'atmosphère environnante,
- valeurs et orientations des champs magnétiques présents.

Cette énumération qui découle de l'analyse faite dans les paragraphes précédents n'est pas exhaustive, et elle sera traitée différemment selon les applications souhaitées : fours, soudure, torche à plasma, appareillage de coupure...

Références du chapitre II

/1/ G.R. MITCHELL, Proc. IEE, 117, 2315 (1970)

/2/ A.E. GUILE, Proc. IEE, 124, 273 (1977)

/3/ M.G. DROUET and S. GRUBER, IEEE Trans. PAS-95 n° 1, 105 (1976)

/4/ V.I. RAKHOVSKII, IEEE Trans, PS-4, n° 2, 81 (1976)

/5/ G. ECKER, Z. Naturforsch. 28a, 417 (1973)

/6/ A. LEYCURAS, J. Phys. D : Appl. Phys., Vol 11, 2249 (1978)

/7/ Ya.M. ZOLOTOVITSKII, L.I. KORSHUNOV and V.A. BENDERSKII, Bull. Acad. Sci. USSR Div. Chem. Sci. 21, 760 (1972)

/8/ S.G. CHRISTOV, Phys. Stat. Sol, 17, 11 (1966)

/9/ S.G. CHRISTOV and C.M. VODENICHAROV, Sol. Sat. Elect. 11, 757 (1968)

/10/ E.L. MURPHY and R.H. GOOD, Phys. Rev. 15, 1464 (1956)

/11/ R.H. FOWLER and L. NORDHEIM, Proc. R. Soc. 119, 183 (1928)

/12/ I.I. BEILIS, G.A. LYUBIMOV and V.I. RAKHOVSKII, Soviet. Phys. Dokl. (USA), vol. 15, n° 3, 254 (1970)

/13/ K.T. COMPTON, Phys. Rev. 37, 1077 (1931)

/14/ A.V. ENGEL and A.E. ROBSON, Proc. R. Soc. 242, 217 (1957)

/15/ A.J.T. HOLMES, J. Phys. D : Appl. Phys. 7, 1412 (1974)

/16/ Mac KEOWN S.S., Phys. Rev., 34, 611 (1929)

/17/ I.G. KESAEV, Sov. Phys. Tech. Phys., vol. 9, 1108, 1146 (1965)

/18/ V.E. GRAKOV, Zh. Teckh. Fiz., 37, 396 (1967)

/19/ G. ECKER, High. Temp. (USA), vol. 11, n° 4, 773 (1973)

/20/ T. UTSUMI and J.H. ENGLISH, J. Appl. Phys. 46, 131 (1975)

/21/ T.H. LEE, J. Appl. Phys. 31, 924 (1960)

/22/ G. ECKER, IEEE Trans. Plas. Sci. PS4, 218 (1976)

/23/ D.L. MURPHREE and R.P. CARTER, AIAA J.7, 1430 (1969)

/24/ I.G. KESAEV, Cathode Processes in the Mercury Arc, Consultants Bureau, New York (1964)

/25/ G. ECKER and K.G. MÜLLER, Z. Phys., 151, 577 (1958)

/26/ A.A. PLYUTTO, V.N. RYZKOV and A.T. KAPIN, Sov. Phys. J. Exp. Theor. Phys. 20, 328 (1965)

/27/ M.G. DROUET, Jap. J. Appl. Phys., 20, 6, 1027 (1981)

/28/ C.W. KIMBLIN, Proc. IEEE 59, 546 (1971)

/29/ G.R. MITCHELL, Proc. Inst. Elec. Eng. 117, 2327 (1970)

/30/ J.A. RICH, L.E. PRESCOTT and J.D. COBINE, J. Appl. Phys. 47, 4701 (1975)

/31/ G. ECKER, IEEE Trans. Plas. Sci. PS-2, 130 (1974)

/32/ H.G. MILLER, IEEE Trans. Plas. Sci., PS-5, 3, 181 (1977)

/33/ N.S. MERINOV, I.N. OSTRETSOV, V.A. PETROSOV and A.A. POROTNIKOV, Sov. Phys. Tech. Phys., vol. 21, n° 4, 467 (1976)

/34/ C.W. KIMBLIN, J. Appl. Phys., 40, 1744 (1969)

/35/ M.P. REECE, Proc. IEE (London) 110, 793 (1963)

/36/ J.D. COBINE and E.E. BURGER, , J. Appl. Phys. 26, 895 (1955)

/37/ R. HOLM ; Electric Contacts, Berlin : Springer-Verlag (1967)

/38/ J.E. DAALDER, J. Phys. D : Appl. Phys., Vol. 8, 102 (1975)

/39/ A.E. GUILE and B. JUTTNER, IEEE Trans. Plas. Sci., PS-8, n° 3, 259 (1980)

CHAPITRE III

PHENOMENES ELEMENTAIRES DANS LA COLONNE. EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE LOCAL

1 - PHENOMENES ELEMENTAIRES DANS LA COLONNE

1.1 - Introduction. Composition de la colonne

Cette partie sera consacrée à l'étude succinte de l'ensemble des phénomènes dans la colonne positive. Une étude quantitative de certains d'entre-eux sera reprise dans les chapitres suivants. Nous passerons en revue les mécanismes élémentaires qui gouvernent le comportement de la colonne.

La colonne est un gaz ou une vapeur portée à haute température de telle sorte qu'elle puisse conduire un courant élevé. Bien qu'il ne soit pas totalement ionisé, ce milieu est appelé "plasma". Il est composé d'électrons, d'ions et de particules neutres. Dans le cas d'un gaz moléculaire, il y a formation d'ions moléculaires positifs. Si le gaz est électronégatif, l'attachement d'un électron sur un atome ou une molécule conduit à la formation d'ions négatifs. Au voisinage des électrodes, les vapeurs métalliques qui en sont issues par évaporation et pulvérisation, se mélangent au gaz et modifient profondément les propriétés locales de la décharge. Ce point sera repris au chapitre VII. Dans les arcs dits "dans le vide" la colonne est constituée exclusivement par les vapeurs métalliques issues des électrodes.

1.2 - Mécanisme du transfert d'énergie aux particules

1.2.1 - Généralités

L'énergie est transférée à la colonne par l'intermédiaire du champ électrique appliqué. Compte-tenu de leur masse et de leur faible mobilité, les ions sont peu influencés par la présence du champ en général. En effet, dans les arcs, la pression est assez élevée pour que le libre parcours moyen des particules soit très faible devant les dimensions de la colonne. Ainsi, entre deux chocs, les ions ne gagnent pas d'énergie par le champ électrique. Ce sont donc les électrons (qui sont accélérés dans le

champ électrique) qui transfèrent leur énergie cinétique aux particules lourdes dans les collisions élastiques. Ils subissent une dérive dont la vitesse est très faible devant la vitesse d'agitation thermique. On peut donc, à partir de ces simples faits faire deux remarques :

- en toute rigueur, les particules lourdes n'auront jamais la même température que les électrons. Elles pourront s'en approcher sans jamais l'atteindre,
- pour que l'on puisse considérer que les "températures" des particules lourdes soient voisines de celles des électrons, il faut que la fréquence des collisions élastiques électrons-particules lourdes soit la plus élevée possible, ce qui implique une densité électronique élevée.

La figure III.1 représente, pour un plasma d'arc dans l'argon (arc stabilisé par parois, diamètre de la chambre 6 mm), la différence de température entre T_e température des électrons et T_g température des particules lourdes. La méthode expérimentale ne permet plus de déceler la différence entre T_e et T_g au-dessus d'une valeur de la densité électronique voisine de 4×16^{16} cm^{-3}.

Nous allons préciser ces points en effectuant le bilan d'énergie des électrons dans la colonne.

1.2.2 - Bilan d'énergie des électrons

Considérons un arc à l'état stationnaire en l'absence de convection.

L'énergie totale fournie aux électrons est σE^2. On a vu qu'une fraction de cette énergie est transférée aux ions et aux neutres par collisions élastiques W_{Col}, le reste étant perdu par conduction thermique et par diffusion ambipolaire vers les parois, ainsi que par collisions inélastiques et sous forme de rayonnement. L'énergie transmise aux particules lourdes peut être mise sous la forme :

$$W_{Col} = 3 \frac{m_e}{M} k (T_e - T_g) n_e f \qquad (1)$$

f est la fréquence des collisions m_e, T_e respectivement la masse et la température des électrons, M et T_g la masse et la température des particules lourdes.

L'énergie perdue par conduction thermique des électrons est :

$$W_{Th} = - \vec{\nabla} . (\lambda_e \vec{\nabla} T_e) \qquad (2)$$

En géométrie cylindrique, avec un gradient longitudinal $\frac{\partial T}{\partial z} = 0$, on a :

$$W_{Th} = - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \lambda_e \frac{\partial T}{\partial r}) \qquad (3)$$

λ_e étant le coefficient de conductivité thermique des électrons.
L'énergie associée à la perte par diffusion ambipolaire est :

$$W_{amb} = (E_i + \frac{5}{2} kT_e) . \vec{\nabla} (n_e \vec{v}_e) \qquad (4)$$

$\vec{v}_e$ est la vitesse de diffusion ambipolaire et E_i le potentiel d'ionisation des particules lourdes. En géométrie cylindrique, on a :

$$W_{amb} = (E_i + \frac{5}{2} kT_e) \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rD_A \frac{\partial n_e}{\partial r}) \qquad (5)$$

D_A étant le coefficient de diffusion ambipolaire qui sera défini plus précisément dans le chapitre IV.
L'énergie perdue par rayonnement pourra être désignée par W_{rad}. Si cette énergie n'est pas très forte, l'énergie correspondant aux collisions inélastiques est négligeable (voir chapitre IV).

Le bilan total d'énergie des électrons s'écrit donc sous la forme :

$$\sigma E^2 = 3 \frac{m_e}{M} k(T_e - T_g) n_e f - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial r}) - (E_i + \frac{5}{2} kT_e) \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial r} (rD_A \frac{\partial n_e}{\partial r}) + W_{rad.} \qquad (6)$$

Examinons l'importance de chaque terme. On montre que les termes W_{amb} et W_{Th} (équations 3 et 4) varient assez peu avec n_e, mais qu'ils ne peuvent être négligés lorsque la densité électronique approche la valeur de 10^{16} cm^{-3}. Pour $n_e > 10^{16}$ cm^{-3} leur importance est comprise entre 20 et 30 %. On verra plus loin que W_{rad} varie beaucoup avec n_e et peut devenir un élément prépondérant pour l'évacuation de l'énergie de l'arc lorsque la température sur l'axe est très élevée. Le terme de "température très

élevée" est vague, mais il n'est pas possible de donner une valeur de T couvrant tous les cas. Pour une valeur T_o de la température sur l'axe, l'énergie perdue par rayonnement sera d'autant plus importante que le potentiel d'ionisation du gaz considéré est bas. L'énergie transférée aux particules lourdes par collisions élastiques sera donc de plus en plus faible au fur et à mesure que n_e et T augmentent. Pour des densités électroniques de l'ordre de (et inférieures ă) 7×10^{15} cm^{-3} on admet que l'énergie σE^2 est perdue en quasi totalité par collisions élastiques avec les particules lourdes et on peut utiliser l'expression approchée donnant l'écart $T_e - T_g$: /1/

$$\sigma E^2 \simeq - 3 \frac{m_e}{M} k(T_e - T_g)\, n_e f \qquad (7)$$

Nous reviendrons plus loin sur les mécanismes de pertes par rayonnement. Précisons seulement ici que les électrons perdent de l'énergie par collisions inélastiques, une fraction de cette énergie étant évacuée sous forme de raies ou de bandes par désexcitation ou de continuum lors des recombinaisons électrons-ions. Les électrons perdent également de l'énergie sous forme de continuum lors du rayonnement de freinage, lorsqu'ils passent à proximité d'un ion ou d'un atome neutre.

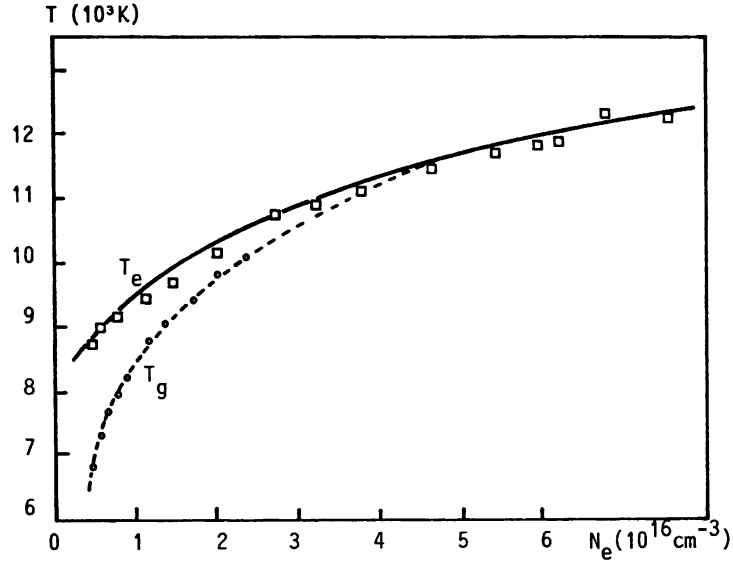


Figure III.1 - Variations de T_e et T_g en fonction de la densité électronique dans un plasma d'arc dans l'argon

1.3 - Processus élémentaires dans la colonne

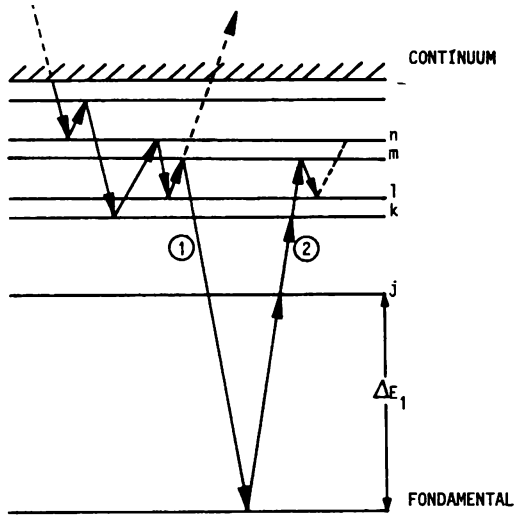


Figure III.2 - Trajectoires possibles d'un électron dans l'espace des énergies d'un atome

1.3.1 - Introduction

A l'état stationnaire, les valeurs des paramètres dans la colonne sont fixes. Un état d'équilibre est atteint. C'est un équilibre dynamique, c'est-à-dire que tout processus direct est compensé par un processus inverse. Ces conditions sont celles de l'équilibre thermodynamique qui n'est pas réalisé en toute rigueur dans une colonne d'arc. Ainsi, un processus direct peut être compensé par un processus d'une autre nature. Cependant, dans ce qui va suivre, on va décrire chacun des processus élémentaires ainsi que son processus inverse sans évoquer la notion d'équilibre.

1.3.2 - Excitation et désexcitation collisionnelles

Sous l'impact d'un électron (ou d'un autre atome), un électron du cortège électronique d'un atome peut être porté à un niveau d'énergie supérieur. La particule incidente transmet alors une part de son énergie cinétique à l'atome sous forme d'énergie "potentielle". Inversement, cet électron "lié" ou "optique", s'il était déjà sur un niveau excité peut revenir sur

un niveau d'énergie inférieure (jusqu'au fondamental) et la particule incidente emporte sous forme d'énergie cinétique l'énergie "potentielle" cédée par l'électron. Si A est l'atome et j et k les niveaux d'excitation, cette réaction est représentée par (réaction 2 de la figure III.2) :

$$A(j) + \{ \begin{matrix} e \\ A \end{matrix} \overset{\leftarrow}{\rightarrow} A(k) + \{ \begin{matrix} e \\ A \end{matrix}$$

1.3.3 - Désexcitation spontanée et photo-excitation

Un atome excité sur un niveau m, peut se désexciter spontanément sur un niveau k (figure III.2) si cette transition ne viole pas les règles de sélection. En effet, la durée de vie d'un atome excité est de l'ordre de 10^{-7} seconde. Il n'en est pas de même des niveaux dits "métastables" qui ne peuvent se désexciter spontanément vers les niveaux inférieurs et qui sont généralement détruits par collisions. La désexcitation spontanée s'accompagne de l'émission d'un photon dont la fréquence est liée à l'intervalle d'énergie ΔE_{mk} de la transition par :

$$\Delta E_{mk} = h\nu$$

h constante de Planck
ν fréquence du photon émis.

Inversement, l'absorption par l'atome d'un photon d'énergie égale à celle de la transition peut le faire passer du niveau d'énergie E_k au niveau E_m. C'est la photo-excitation qui entre dans le processus général d'absorption de rayonnement. Ces réactions peuvent être représentées par :

$$A(k) \overset{\rightarrow}{\leftarrow} A(m) + h\nu$$

1.3.4 - Ionisation - Recombinaison

L'ionisation et son processus inverse, la recombinaison, sont des phénomènes d'une importance fondamentale pour la bonne compréhension des mécanismes de fonctionnement de l'arc et tout particulièrement de sa phase d'extinction. Ils ont fait l'objet de très nombreux travaux.

L'ionisation est le processus conduisant à l'arrachement d'un ou de plusieurs électrons. La recombinaison est la neutralisation de l'ion positif par capture d'un électron. Dans un plasma où la densité

électronique n_e et ionique n_i sont égales et où les seules pertes et création de particules sont dues respectivement à la recombinaison et à l'ionisation, on définit deux grandeurs α et S :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{\partial n_i}{\partial t} = - \alpha n_e n_i = S n_e n_o$$

n_o est la densité d'atomes neutres.

α est le coefficient de recombinaison. C'est le nombre de recombinaisons par unité de volume et par unité de temps divisé par le produit $n_e n_i = n_e^2$.

S est le coefficient d'ionisation. Il représente le nombre d'ionisations par unité de volume et par unité de temps divisé par le produit $n_e n_o$.

Remarquons que pour α, ceci suppose que la réaction de recombinaison ne fait intervenir qu'un ion et un électron. α est alors un taux de réaction binaire. Le processus dominant de recombinaison fait intervenir trois particules et amène à définir autrement le coefficient de recombinaison. Dans ce qui suit, nous allons définir les processus en fonction du mécanisme de recombinaison.

1.3.4.1 - Recombinaison radiative

C'est le mécanisme le plus simple : un électron est capturé par un ion et forme un atome excité sur un niveau quantique n (figure III.2). L'excédent de l'énergie de l'électron est libéré sous forme d'un continuum.

Le processus inverse est la photo-ionisation. Ce type de recombinaison concerne les plasmas dilués où n_e n'a pas une valeur élevée. On schématise la réaction par :

$$A^+ + e \rightleftarrows A(n) + h\nu$$

1.3.4.2 - Recombinaison à trois corps

Si un électron entre en collision élastique avec une particule (électron ou atome) au voisinage d'un ion, il peut perdre suffisamment de son énergie pour pouvoir se recombiner suivant la réaction suivante :

$$A^+ + e + \begin{Bmatrix} e \\ A \end{Bmatrix} \rightleftarrows A(n) + \begin{Bmatrix} e \\ A \end{Bmatrix}$$

L'excédent d'énergie de l'électron incident est absorbé par le troisième corps sous forme d'énergie cinétique. Le processus inverse est l'ionisation collisionnelle classique.

Ce type de recombinaison est celui des plasmas d'arc à densité électronique élevée ($n_e > 10^{16}$ cm^{-3}) et température forte ($T > 10.000$ K). C'est le processus dominant pendant les premiers instants de l'extinction d'un arc. Généralement, on ne considère que le cas où le troisième corps est un électron. Lorsque le troisième corps est un atome, ce processus ne devient important que pour les degrés d'ionisation inférieurs à 10^{-5}-10^{-7}.

1.3.4.3 - Recombinaison radiativo-collisionnelle

Lorsque l'électron capturé par l'ion crée un atome excité, et est à nouveau libéré par collision électronique, on ne peut pas dire qu'il y a eu effectivement recombinaison. Celle-ci est effectivement accomplie lorsque l'atome est dans son état fondamental. On appelle recombinaison radiativo-collisionnelle (ou collisionnelle radiative) la combinaison complexe des deux mécanismes précédents (recombinaison radiative et à trois corps) et des quatre processus suivants :

- excitation et désexcitation par collision électronique,
- transition radiative spontanée et excitation par absorption de rayonnement.

Les mouvements de l'électron dans l'espace des énergies de l'atome sont schématisés sur la figure III.2 (voir modélisation) /2/.

1.3.4.4 - Recombinaison diélectronique

Ce type de recombinaison est surtout celui des milieux dilués à haute température. Il n'est pas prépondérant dans les plasmas d'arc et est le plus souvent négligé. Il peut être schématisé par les réactions suivantes :

$$A^+(i) + e \underset{2}{\overset{1}{\rightleftarrows}} A(j,l) \overset{3}{\rightarrow} A(m) + h\nu$$

Après recombinaison (réaction 1) l'atome se trouve dans un état de double excitation. En plus de l'électron optique, un deuxième électron du cortège se trouve dans un état d'énergie supérieur à son niveau fondamental. Le

potentiel d'énergie de cette double excitation est supérieur à celui de la première ionisation de l'atome. Il peut alors se produire la réaction (2) qui redonne un ion et un électron. C'est une réaction de très courte durée (10^{-12} à 10^{-13} s). La recombinaison n'est effective que s'il se produit la réaction 3 de désexcitation. Bien que ce phénomène existe dans le plasma d'arc, on peut le négliger avec une très bonne approximation.

1.3.4.5 - Recombinaison dissociative

Ce type de recombinaison peut avec certains gaz être un processus dominant. Il est responsable des plus grandes vitesses de recombinaison observées dans les post-décharges.

Il s'établit schématiquement en trois étapes :

- Formation d'un ion moléculaire par un processus à trois corps ou à deux corps :

$$A^+ + A + A \rightarrow A_2^+ + A$$

$$A(p) + A \rightarrow A_2^+ + e.$$

- Recombinaison non radiative à deux corps de l'ion moléculaire avec un électron libre pour former une molécule excitée intermédiaire :

$$A_2^+ + e \rightarrow A_2^*$$

- Décomposition de la molécule intermédiaire en deux atomes dont l'un au moins est dans un état excité :

$$A_2^* \rightarrow A + A(m) + E_D$$

La recombinaison conduisant à la formation de la molécule très instable A_2^* est toujours possible quand la courbe du potentiel en fonction de la distance internucléaire des atomes de la molécule A_2^* croise la courbe correspondante de l'ion A_2^* (figure III.3).

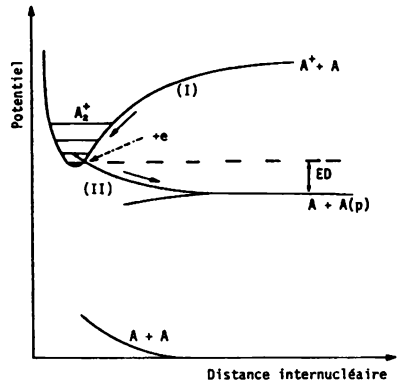


Figure III.3 - Représentation schématique de la recombinaison dissociative

1.3.4.6 - Cas pratiques

Tous les phénomènes que nous venons de voir se produisent dans les plasmas d'arc, mais ils n'ont pas tous la même importance. Dans les régions les plus chaudes des plasmas d'arc à la pression atmosphérique ($T \geq 10.000$ K), on considère généralement que la recombinaison à trois corps (ou radiativo-collisionnelle) est prépondérante. C'est elle qui gouverne les mécanismes d'extinction d'un arc pendant les premiers instants. Lorsque la température baisse, la recombinaison radiative, ainsi que la recombinaison dissociative peuvent ne plus être négligées. (Les limites dépendent évidemment des gaz de remplissage et de la pression).

1.3.5 - Attachement - Photodétachement

Certains atomes (ou certaines molécules) peuvent capturer un électron et former un ion négatif stable. Le mécanisme de formation est le suivant.

Le champ du noyau positif de l'atome neutre s'étend au delà de l'écran formé théoriquement par le cortège électronique négatif. Ce champ qui décroît exponentiellement avec la distance est donc pour un électron libre, un champ attractif à très courte portée. Les gaz rares qui ont une couche externe saturée ont un écran particulièrement efficace et ne forment donc pas d'ions négatifs (sauf l'Hélium). Par contre les halogènes (F, Cl, Br, I, etc...) auxquels il manque un électron pour avoir une couche externe saturée ont le plus fort champ attractif et forment ainsi des ions négatifs qui ont la configuration électronique du gaz rare situé à leur droite dans le tableau de Mendeleev.

On définit l'"affinité électronique" comme l'énergie d'attachement de l'électron supplémentaire. C'est l'énergie minimale qu'il faut fournir à l'ion négatif pour l'amener à l'état d'atome neutre dans le niveau fondamental. Cette énergie est donc négative.

Ainsi, lorsqu'un ion négatif est formé de la manière la plus simple, par capture directe d'un électron libre d'énergie cinétique $1/2mv^2$, l'énergie libérée est égale à :

$$1/2mv^2 + E_a$$

E_a étant l'énergie d'attachement. C'est cette énergie totale qui doit être dissipée. Elle peut l'être par un troisième corps ou par radiation suivant le schéma :

$$A + e \rightarrow A^- + h\nu$$

Le bilan en énergie s'écrit alors :

$$0 + 1/2mv^2 \rightarrow -E_a + h\nu$$

Cela signifie qu'un électron qui entre dans le champ attractif avec une vitesse nulle émettra un rayonnement de fréquence telle que :

$$h\nu = E_a$$

L'attachement s'effectuera donc avec émission d'un rayonnement continu dont la fréquence de seuil dépend de l'énergie d'attachement. Les électrons ayant une distribution d'énergie, c'est en effet un rayonnement continu qui sera émis, chaque fréquence correspondant à une vitesse donnée de l'électron incident.

Sur la figure III.4 sont représentés très schématiquement les diagrammes d'énergie de l'hydrogène du fluor et de l'oxygène.

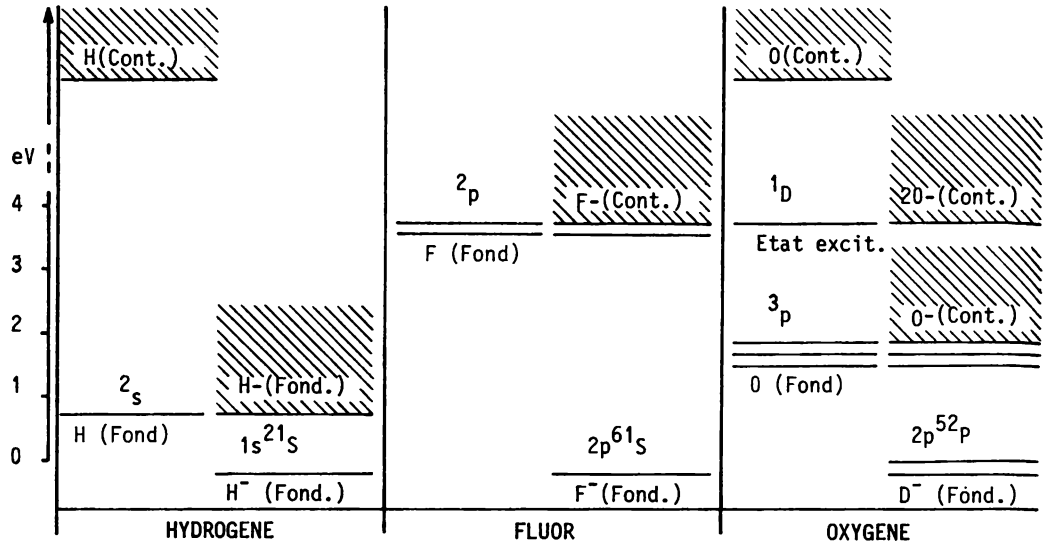


Figure III.4 - Diagramme d'énergie des ions négatifs de H, F et O

Le processus inverse est le photodétachement suivant le schéma :

$$A^- + h\nu \rightarrow A + e$$

L'électron est émis avec une énergie cinétique non nulle, si la fréquence ν est supérieure à la fréquence de seuil. La formation des ions négatifs peut être beaucoup plus complexe que celle représentée par l'attachement d'un électron libre /3/.

Les halogènes ont les plus grandes affinités électroniques. Les ions négatifs ont donc une influence sur le comportement des arcs contenant par exemple de l'iode (lampes à arc contenant des iodures métalliques) ou du fluor (appareils de coupure utilisant du SF_6). Ceci fait l'objet de recherches actives.

1.3.6 - Diffusion

La diffusion correspond au transfert de masse (c'est-à-dire de particules) d'une région de l'espace à une autre, sous l'effet des collisions. Ce

mécanisme sera traité plus loin plus en détail. On ne donne ici que les définitions et les principes des mécanismes.

On définit dans tous les cas un coefficient de diffusion. Par exemple, dans le cas d'un mélange de deux gaz comprenant des particules de densités n_1 et n_2 de masse m_1 et m_2, le coefficient de diffusion binaire peut être défini par :

$$D = \frac{3}{16(n_1+n_2)} \left(\frac{2\pi kT}{\mu}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1+\varepsilon_o}{\bar{Q}_d} \qquad (8)$$

μ est la masse réduite $\frac{m_1 m_2}{m_1+m_2}$ ε_o un terme correctif et $\bar{Q}_d$ la section efficace moyenne de transfert de quantité de mouvement.

Ainsi le coefficient de diffusion, pour des espèces données ne dépend que des concentrations et de la température.

Il faut donc bien distinguer ce coefficient du flux de diffusion $\vec{\Gamma}$ définit par :

$$\vec{\Gamma} = -D \overrightarrow{\text{grad}\, n} \qquad (9)$$

Dans un milieu homogène, la diffusion est isotrope et le flux résultant est nul. Dans le cas où un gradient existe, un flux prend naissance dans la direction opposée à celle du gradient et ce flux est proportionnel à la valeur du gradient.

La diffusion est la conséquence des chocs entre particules. Il faut donc la distinguer des dérives et convection. Elle n'est pas due à des forces extérieures appliquées. En assurant l'écoulement des particules, elle participe au transfert de l'énergie thermique. En particulier, elle assure le transfert de l'énergie thermique de réaction des particules qui acquièrent de l'énergie potentielle dans une région de l'espace et la libèrent dans une autre région sous une autre forme.

Les particules chargées diffusent dans leur propre gradient. La vitesse de diffusion dépendant de la mobilité des particules, les électrons tendent à diffuser plus vite que les ions. Il se crée ainsi derrière eux un champ de charge d'espace positif qui les freine. Ainsi, les deux espèces ions et électrons diffusent à la même vitesse - c'est la diffusion ambipolaire - et la neutralité électrique globale du plasma est maintenue. La figure III.5 donne le schéma de principe de ce processus de diffusion.

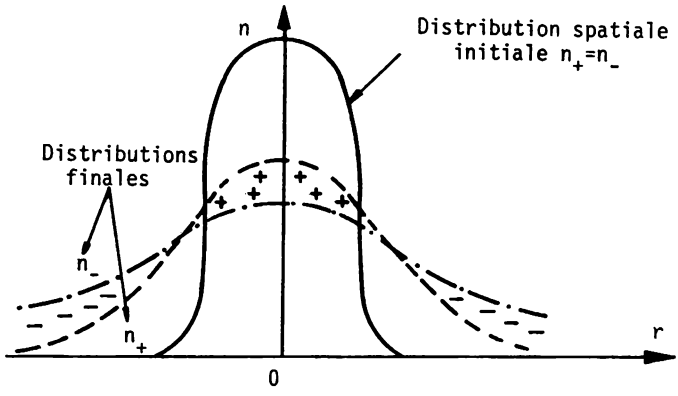


Figure III.5 - Diffusion ambipolaire

1.3.7 - Dérives et convection

La dérive correspond au mouvement d'ensemble d'une ou de plusieurs espèces de particules sous l'action de forces extérieures.
Considérons par exemple les électrons de densité n_e et les ions positifs, chargés une fois, de densité n_i. Ils sont placés dans la colonne sous l'action du champ électrique longitudinal et acquièrent une vitesse, respectivement v_e et v_i proportionnelle à leurs mobilités μ_e et μ_i. Cette vitesse uniforme, est faible devant la vitesse d'agitation thermique. La densité totale du courant j est alors :

$$j = n_i e v_i - n_e e v_e = neE(\mu_i+\mu_e) \qquad (10)$$

puisque les densités ioniques et électroniques sont égales.

On appelle généralement convection, le mouvement de l'ensemble du plasma sous l'action d'une force qui n'est pas d'origine électrique (Remarquons cependant que l'on emploie parfois indifféremment les termes de dérive ou convection). On distingue la convection libre due aux forces de gravité de la convection forcée due à un soufflage. Bien que toutes les particules d'un plasma soient soumises à ces forces, elles ne réagissent pas toutes de la même manière. Par exemple, des particules de masse m_i, de charge e_i sont placées dans la colonne sous l'action de la force F :

$$\vec{F} = e_i\vec{E} + \vec{g} \qquad (11)$$

qui est une combinaison de la force électrique due au champ et de la force de gravité. On a donc dans ce cas, pour les particules chargées, une dérive due au champ et un mouvement convectif dû à la gravité. Compte tenu de la fréquence élevée des collisions entre particules ce problème ne peut être traité qu'à partir d'équations macroscopiques.

La convection libre joue un rôle important dans les arcs libres au niveau des électrodes. Lorsque l'arc est vertical, elle produit un effet de pompe à l'électrode inférieure. Dans un arc horizontal, elle provoque une cambrure de la colonne, qui présente la forme caractéristique d'un "arc".

Dans certaines applications -disjoncteurs par exemple-, la convection forcée, sous forme d'un soufflage énergique, tend à évacuer le plasma pour éviter la dégradation de l'appareil.

Dans les arcs stabilisés par parois, les effets de la convection sont limités au maximum.

2 - L'EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE LOCAL

2.1 - Introduction

Les notions qui vont être définies dans ce chapitre sont d'une importance fondamentale dans l'étude des milieux ionisés. Elles seront reprises et parfois développées dans le chapitre relatif aux méthodes de diagnostic.

Les particules de toutes natures qui composent un gaz (ionisé ou non) sont en mouvement permanent. Elles possèdent donc une énergie cinétique propre, mais si la fréquence des collisions est suffisante, il y a équipartition de l'énergie. On peut alors définir, en fonction de la vitesse quadratique moyenne du centre de masse de chaque espèce v_m, l'énergie cinétique moyenne de toutes les particules :

$$\frac{1}{2} m v^2_m$$

On pourrait appeler "température du gaz" cette énergie moyenne. On préfère définir une échelle de température qui lui est linéairement proportionnelle. On a :

$$\frac{1}{2} m v^2_m = \frac{3}{2} kT$$

T est la température dans l'échelle absolue (Kelvin) et k est le coefficient de proportionnalité appelé constante de Boltzmann ($k = 1{,}38 \times 10^{-23}$ Joule/degré). Le terme 3/2 rend compte de l'isotropie de la température. Il tient compte de la somme de l'énergie dans chacune des trois directions indépendantes. (L'énergie cinétique associée avec chaque composante du mouvement dans n'importe qu'elle direction est 1/2 kT).

On vient donc de définir la température cinétique des particules. Il est remarquable que l'énergie cinétique moyenne de toutes les espèces de particules composant un gaz ou un mélange de gaz, n'est une fonction que de la température du gaz. C'est une manière de définir l'équilibre thermodynamique. Nous reviendrons plus loin sur cette notion de température qui est l'objet de très nombreuses discussions. Dans ce qui suit, nous supposerons que la température dont il sera question est la température cinétique de l'ensemble du gaz ou d'une des populations de particules composant le fluide.

Remarques :

1) La vitesse la plus probable est définie par :

$$v_p = \sqrt{2kT/m}$$

2) La vitesse moyenne est définie par :

$$\overline{v_m^2} = \frac{1}{n} \int_0^\infty vf(v)dv = \sqrt{8kT/\pi m}$$

3) On définit également la vitesse quadratique moyenne :

$$v_m = \sqrt{\overline{v_m^2}} = \sqrt{3kT/m}$$

C'est cette dernière vitesse qui intervient dans le calcul de l'énergie cinétique moyenne pour la détermination de T. Il faut bien distinguer le carré de la vitesse moyenne du carré de la vitesse quadratique moyenne, cette dernière étant égale à la racine carrée de la moyenne du carré de la vitesse.

2.2 - L'équilibre thermodynamique

2.2.1 - Définition

Considérons une enceinte renfermant un gaz ou un mélange de gaz pouvant comprendre des ions et des électrons, des particules neutres (atomes, molécules) excitées ou non, l'ensemble étant porté à une température T. Les différentes espèces de particules ont la même énergie cinétique moyenne. En tout instant, se produisent des phénomènes d'ionisation et de recombinaison, d'excitation et de désexcitation, d'émission et d'absorption de photons, etc... Un état d'équilibre est atteint pour cette valeur

de la température et chaque processus élémentaire est exactement contrebalancé par son processus inverse. On dit alors que le milieu est en équilibre thermodynamique.

- Cela implique donc l'absence de gradient de T et la réabsorption totale du rayonnement. On voit donc qu'en toute rigueur cet équilibre ne pourra jamais être atteint dans des plasmas de laboratoire dans un arc par exemple. On admet qu'il peut être réalisé au coeur de certaines étoiles.
- Si les constantes caractéristiques du (ou des) gaz sont connues, la seule valeur de T permet de définir parfaitement le milieu. On va donc énoncer les lois caractéristiques d'un milieu en équilibre thermodynamique à la température T.

2.2.2 - Lois relatives à l'équilibre thermodynamique

2.2.2.1 - Loi de Maxwell

Cette loi permet de déterminer le nombre dn de particules d'une espèce donnée dont la vitesse est comprise entre v et v+dv dans une enceinte à la température T.

$$\frac{dn}{n} = f(v)\,dv = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \times \exp.\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) \times 4\pi v^2 dv \qquad (12)$$

m étant la masse de la particule et k la constante de Boltzmann. La fonction de distribution des vitesses f(v) est dite maxwellienne. Si v_m^2 la valeur moyenne du carré de la vitesse, on a :

$$\frac{1}{2} m v_m^2 = \frac{3}{2} kT$$

2.2.2.2 - Loi de Boltzmann

Dans le milieu en équilibre pour une température T, on trouve une densité numérique constante d'atomes excités sur les divers niveaux d'énergie des atomes (Fig. III.6). La loi de Boltzmann donne le rapport des populations de deux niveaux n et m, de poids statistiques g_n et g_m et dont les énergies d'excitation sont respectivement E_n et E_m.

On a :

$$\frac{n_m}{n_n} = \frac{g_m}{g_n} \exp - (E_m - E_n)/kT \qquad (13)$$

Si n représente la densité numérique totale de l'espèce, cette relation peut encore s'écrire :

$$n_m = \frac{n}{U(T)} g_m \exp. (- E_m/kT) \qquad (14)$$

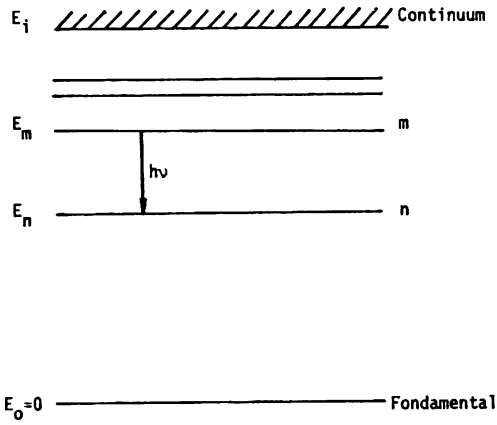


Figure III.6 - Schéma du diagramme d'énergie d'un atome. (E_i = énergie d'ionisation).

Le terme

$$U(T) = \sum_i g_i \exp. (- E_i/kT) \qquad (15)$$

est la fonction de partition de l'espèce considérée. La relation (14) permet donc de déterminer la densité numérique d'atomes excités sur un niveau m en fonction de la densité totale n des atomes présents pour une température T. Les E_i représentent les divers états possibles d'excitation de l'atome.

2.2.2.3 - Loi de Saha

La loi de Saha permet de déterminer le degré d'ionisation du milieu. On l'écrit sous la forme :

$$\frac{n_e n_i}{n_o} = \frac{2U_i}{U_o} \cdot \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \exp. \left(- \frac{E_i - \Delta E}{kT}\right) \qquad (16)$$

n_e, n_i et n_o sont respectivement les densités numériques des électrons, des ions positifs et des atomes neutres.
2 correspond au poids statistique associé à l'électron, U_i et U_o sont les fonctions de partition de l'ion et de l'atome h est la constante de Planck E_i est le potentiel d'ionisation de l'espèce considérée et ΔE l'abaissement du potentiel d'ionisation dû à la présence des particules chargées. Ce terme est lié à la grande fréquence d'échanges entre les niveaux dont le nombre quantique principal est voisin de la limite d'ionisation. Ces niveaux constituent alors un pseudo-continuum. La fonction de partition n'est pas une fonction divergente, car on limite le nombre des niveaux à ceux qui n'ont pas une zone commune de recouvrement.

Remarques :

1 - La relation (16) s'applique aux ions chargés une fois. On peut également écrire la loi de Saha sous une forme plus générale qui permet d'établir le rapport entre les ions chargés s fois et s + 1 fois. On l'écrit alors avec le potentiel d'ionisation nécessaire pour passer de s à s + 1 :

$$\frac{n_{s+1} \times n_e}{n_s} = 2 \frac{U_{s+1}}{U_s} \times \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \exp. - \left[(E_s - \Delta E)/kT \right] \qquad (17)$$

n_s étant la densité numérique d'ions chargés s fois.
ΔE dépend de la charge s de l'ion.

2 - On peut écrire la loi de Saha par rapport à un niveau m excité de l'atome. On a :

$$\frac{n_e n_i}{n_m} = 2 \frac{U_i}{g_m} \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \exp. - \left(\frac{E_i - \Delta E - E_m}{kT}\right) \qquad (18)$$

2.2.2.4 - Loi de Planck

A l'équilibre, pour une température T, les densités des diverses espèces sont constantes. Cependant cet équilibre est statistique et en tout instant les atomes sont le siège de tous les processus élémentaires définis précédemment. Ces processus impliquent l'influence du rayonnement. Les réactions -n'oublions pas que tout processus direct est contrebalancé par le processus inverse- se font avec émission et absorption de rayonnement. Ainsi, à l'équilibre, ce rayonnement présente une certaine distribution spectrale. C'est celle du rayonnement du corps noir donné par la loi de Planck. On définit par B_ν la puissance émise par unité de surface, de fréquence et d'angle solide, pour une radiation de fréquence ν dans le milieu dont l'indice de réfraction est n. On a :

$$B_\nu = n^2 \frac{2h\nu^3}{c^2} \quad \exp. \left[(h\nu/kT) - 1 \right]^{-1} \qquad (19)$$

c étant la vitesse de la lumière dans le vide.

Pour un rayonnement isotrope l'intensité B_ν est reliée à la densité de rayonnement u_ν, qui représente la quantité d'énergie rayonnée émise par unité de fréquence et par unité d'angle solide. On a :

$$u_\nu = n \frac{4\pi}{c} B_\nu \qquad (20)$$

Pour les courtes longueurs d'ondes, $\exp(h\nu/kT) \gg 1$. C'est l'approximation de Wien.

$$B_\nu = n^2 \frac{2h\nu^3}{c} . \exp. - h\nu/kT$$

Pour les grandes longueurs d'ondes $h\nu/kt \ll 1$. On a alors :

$$B_\nu = n^2(2\nu^2/c^2)\ kT.$$

C'est l'approximation de Rayleigh-Jeans.

2.2.2.5 - Lois annexes

2.2.2.5.1 - Loi de Guldberg et Waage

Elle définit l'équilibre de dissociation des espèces moléculaires. Si on a la réaction :

$$AB \underset{\rightarrow}{\overset{E_{AB}}{\leftarrow}} A + B$$

Les densités numériques n_{AB}, n_A et n_B des particules AB, A et B sont liées par la relation.

$$\frac{n_A n_B}{n_{AB}} = \frac{U_A \cdot U_B}{U_{AB}} \left(\frac{m_A m_B}{m_A + m_B}\right)^{3/2} \frac{(2\pi kT)^{3/2}}{h^3} \exp. \left(- \frac{E_{AB} - \Delta E_{AB}}{kT}\right) \qquad (21)$$

U_A, U_B et U_{AB} sont les fonctions de partition des particules, m_A et m_B les masses des particules, E_{AB} est l'énergie de réaction et ΔE_{AB} l'abaissement de cette énergie de réaction.

Remarquons que cette relation n'est qu'un cas particulier de la relation de Saha.

2.2.2.5.2 - Loi de Dalton

La pression totale est reliée à la température du milieu par l'intermédiaire de la densité numérique des particules.

$$P = \sum_i n_i \, kT \qquad (22)$$

l'indice i étant rapporté à toutes les espèces de particules présentes dans le plasma (électrons, ions ou particules neutres).

2.2.2.5.3 - Loi de neutralité électrique

Cette loi n'est pas, à proprement parler, caractéristique que d'un milieu en équilibre thermodynamique. Elle signifie que dans un volume grand par

rapport aux dimensions des particules individuelles, les densités de charges de signe contraire s'équilibrent :

$$n_e = \sum_i Z_i \, n_i \qquad (23)$$

Z_i étant la charge des différentes espèces de densité numérique n_i,
n_e étant la densité numérique des électrons.

2.3 - L'équilibre thermodynamique local

2.3.1 - Ecarts à l'équilibre thermodynamique

Les lois que nous venons de voir s'appliquent à des milieux dont la température est uniforme. Il n'existe pas de gradient de température ou de concentration de particules. Les flux sont isotropes et donc algébriquement nuls en un point.

Dans les plasmas d'arc il n'en est évidemment pas de même. La température sur l'axe de la décharge est plus élevée que sur la périphérie. Des gradients de pression partielle des diverses espèces prennent naissance et provoquent l'apparition de flux de matière. Par ailleurs les champs électriques créent des dérives des particules chargées qui sont une cause de l'anisotropie de la fonction de distribution des vitesses. On a vu que ce sont les électrons qui prennent l'énergie dans le champ électrique et la communiquent aux particules lourdes. Si la fréquence des chocs n'est pas suffisante, la température des électrons peut être plus élevée que celle des particules lourdes. Enfin toutes les radiations émises ne sont pas réabsorbées et la loi de Planck ne peut être vérifiée. Pour toutes ces raisons, l'équilibre thermodynamique au sens strict du terme n'existe pas dans les plasmas de laboratoire, mais il est possible de définir des conditions d'application de certaines lois qui le régissent : ce sont celles de l'équilibre thermodynamique local.

2.3.2 - La notion de température dans un plasma hors d'équilibre

Nous avons vu au paragraphe 1 que la température se définit simplement à partir de l'énergie cinétique des particules. A l'équilibre, toutes les espèces présentes dans le plasma ont la même énergie cinétique et la notion de température est étroitement liée à la condition d'isotropie.

Supposons qu'il existe dans la colonne d'arc un champ suffisant pour accélérer les électrons et leur communiquer une vitesse de dérive non négligeable. Dans cette direction, la "température" sera plus élevée que dans les autres directions. Mais peut on encore parler de température ? Si cette anisotropie est trop forte on devra - comme pour les faisceaux de particules - parler de l'énergie des particules.

Ainsi, la température cinétique des particules gardera un sens tant que les dérives auront des vitesses faibles devant la vitesse d'agitation thermique. Dans les arcs électriques, il est généralement admis que la fonction de distribution des vitesses des diverses particules est maxwellienne. Ceci permet donc de définir pour chacune des catégories de particules (électrons, ions, neutres), une température caractéristique T_e, T_i, T_n, ces trois températures pouvant être très voisines.

La mesure de la température d'un plasma n'est pas réalisée à partir de la mesure de l'énergie cinétique des particules, ceci étant pratiquement irréalisable. Si le plasma peut ne pas être en équilibre thermodynamique, on sait qu'un état stationnaire est atteint. Il lui correspond un certain nombre de processus radiatifs et collisionnels dépendant de la densité d'énergie du milieu. Ainsi, les atomes et les ions émettent des raies dont l'intensité peut être mesurée. On peut faire correspondre à ces intensités une "température" appelée "température d'excitation" qui correspondrait à la température du plasma s'il était en équilibre thermodynamique. De la même manière, à partir de l'intensité des bandes émises par les molécules sous l'effet des vibrations des atomes et de la rotation des molécules, il est possible de définir deux autres températures appelées "température de vibration" et "température de rotation".

A quoi correspondent ces "températures" ? Elles sont déterminées à partir des formules donnant, à l'équilibre, l'intensité d'un certain rayonnement en fonction de la température vraie du plasma. Parfois, elles n'ont aucun rapport avec la température cinétique des particules. De ce fait, le terme de "température" est employé un peu abusivement pour caractériser un paramètre qui n'est que "l'image" de la densité des atomes ou des molécules excitées. On peut donc clarifier cela en définissant les conditions dans lesquelles cette pseudo-température peut être assimilée à une température vraie.

2.3.3 - Equilibre thermodynamique local

La notion d'équilibre thermodynamique est étroitement liée à celle de microréversibilité des processus élémentaires. Si l'absorption du rayonnement n'est pas parfaitement réalisée, il n'y a pas microréversibilité des processus radiatifs, et le rayonnement observé ne suit pas la loi de Planck. Cela ne signifie pas que l'émissivité en un point ne suit pas la loi de Planck. Cela signifie que le rayonnement en ce point est fonction des régions qu'il a traversées dans un milieu où règnent des gradients de température. Ainsi, ce rayonnement n'est pas un rayonnement de corps noir.
Les autres lois caractéristiques de l'équilibre thermodynamique (Boltzmann, Saha, Maxwell et Guldberg-Waage) sont relatives aux processus collisionnels. On peut donc concevoir le plasma comme un ensemble de sous-systèmes juxtaposés, chacun d'eux ayant une température T_n, les lois précédentes pouvant être appliquées à chacun de ces sous-systèmes. Il est clair que pour que ceci soit possible, les phénomènes radiatifs doivent être négligeables devant les processus collisionnels. Par exemple, les désexcitations collisionnelles devront être le processus dominant, les désexcitations spontanées n'étant qu'une perturbation négligeable. C'est d'ailleurs sur l'importance relative de ces deux processus que sont établis les critères d'existence de l'équilibre thermodynamique local.

Lorsque la densité électronique est suffisante pour que les collisions électrons-atomes dominent les processus d'excitation et de désexcitation, on dit que le milieu est en équilibre thermodynamique local. La température d'excitation peut alors être assimilée à la température électronique. Il y a microréversibilité des processus collisionnels.

Une deuxième condition nécessaire à l'établissement de l'E.T.L. est l'absence de forts gradients de température et de densité qui favorisent les flux de diffusion. Cette condition sera discutée plus en détail dans le paragraphe 2.3.5, consacré aux critères pour l'existence de l'E.T.L.

2.3.4 - Equilibre thermodynamique local partiel

La figure III.6 représente schématiquement les niveaux d'énergie d'un atome entre le fondamental et la limite d'ionisation. Dans la quasi totalité des cas, la probabilité d'émission spontanée augmente au fur et à mesure qu'on se rapproche du niveau fondamental. Inversement, la section efficace de désexcitation par choc électronique diminue lorsque l'énergie du niveau diminue.

Ainsi, pour des densités électroniques insuffisantes pour compenser l'augmentation relative de désexcitation spontanée, on observera une surpopulation du niveau fondamental et des premiers niveaux excités par rapport à la densité qu'ils devraient avoir à l'équilibre pour la température électronique du plasma.

On définit ainsi un niveau h au-dessus duquel les populations d'atomes sont dites en équilibre avec les électrons. Pour les niveaux situés au-dessus du niveau h, on peut appliquer des lois de Boltzmann et de Saha.

2.3.5 - Critères pour l'existence de l'ETL

Le problème de la définition de critères pour l'existence de l'ETL a fait l'objet de très nombreux travaux en raison de son importance en physique des décharges. Nous n'allons pas reprendre ces travaux, mais donner simplement les méthodes qui ont permis de définir certains critères dans des cas simples.

Si nous supposons le plasma optiquement mince, les radiations émises ne seront pas réabsorbées. Rappelons que ces radiations sont dues à l'émission spontanée et à la recombinaison radiative principalement. GRIEM /4/ a proposé le critère très simple suivant : l'ETL est réalisé lorsque les transitions spontanées entre le premier niveau excité et le fondamental sont dix fois moins importantes que les transitions par collisions électronique. La densité électronique critique est alors donnée par la relation :

$$n_e^{cr.} = 9 \times 10^{11} (E_1 - E_0)^3 \, T_e \, cm^{-3} \qquad (24)$$

La différence $E_1 - E_0$ entre le premier niveau excité et le fondamental étant exprimée en eV.

En utilisant des sections efficaces plus précises, DRAWIN /5/ a affiné cette formule et propose la relation :

$$n_e \geq 6{,}5.10^{16} \frac{g_{max}}{g_{min}} \left(\frac{E_{max} - E_{min}}{E_H}\right)^3 \left(\frac{kT_e}{E_H}\right)^{1/2} \times \begin{cases} \phi_1(\Delta U_{max}) & \text{atome} \\ \phi_2(\Delta U_{max}) & \text{ion} \end{cases} \qquad (25)$$

avec : $$\Delta U_{max} = \frac{E_{max} - E_{min}}{kT_e}$$

$E_{max} - E_{min}$ est le plus grand écart d'énergie entre les niveaux d'excitation de l'atome, g_{max} et g_{min} sont les poids statistiques des niveaux correspondants. ϕ_1 et ϕ_2 sont des fonctions tabulées par l'auteur.
n_e est exprimée en cm^{-3}
E_H est le potentiel d'ionisation de l'hydrogène.

A titre d'exemple : pour un plasma d'argon à la pression atmosphérique, et pour une température de 10^4 K, la densité électronique n_e doit être supérieure ou égale à $4,4 \times 10^7$ cm^{-3} pour que l'ETL soit établi.

Ces critères donnent, on le voit, des conditions très sévères pour l'établissement de l'ETL. Il faut les utiliser avec précaution. Dans ce que nous venons de voir, on a supposé le plasma optiquement mince. En réalité, le plasma est généralement optiquement épais pour certaines raies - par exemple les raies de résonance qui sont optiquement liées au fondamental de l'atome. Ceci conduit à corriger les relations (24) et (25) et on a pu montrer, en tenant compte de la réabsorption du rayonnement que les densités critiques sont divisées par un facteur 10.

D'un autre côté, ces critères ne sont basés que sur la température et la densité électronique. Or, une des causes d'écart à l'ETL est la diffusion qui modifie les densités locales de particules, celles-ci ne dépendant plus uniquement de la température locale, mais aussi des gradients de pression partielle.

Par exemple, lorsqu'on diminue le diamètre des arcs stabilisés par parois, à courant égal, on augmente la température et la densité électronique. On peut donc penser que l'on se rapproche des conditions d'existence de l'ETL. En réalité, il n'en est rien car le renforcement des gradients conduit à une augmentation des flux de particules dans la direction radiale, ce qui crée des conditions beaucoup plus sévères pour l'établissement de l'ETL. Ce phénomène est pris en compte dans certains critères qui deviennent relativement complexes.

Enfin, les collisions entre atomes jouent un rôle sur la densité des atomes excités, mais les incertitudes sur les sections efficaces de ce processus ne permettent pas d'en préciser l'importance.

Références du chapitre III

/1/ W. FINKELNBURG, H. MAECKER
"Handbuch der Physik" Springer Verlag (BERLIN), 22, (1956)

/2/ L.M. BIBERMAN, V.S. VOROB'EV, I.T. YABUKOV
Sov. Phys. V.S.P. 15 (1973, 375

/3/ H.S.W. MASSEY
Negative Ions, Cambridge University Press (1976)

/4/ H.R. GRIEM
Plasma Spectroscopy, Mec Graw-Hill, New York (1964)

/5/ H.W. DRAWIN
Z. für Physik 228 (1969), 99

CHAPITRE IV

ETUDE DES TRANSFERTS - RAYONNEMENT, DIFFUSION ET CONDUCTION THERMIQUE

1 - ETUDE DU RAYONNEMENT DE L'ARC

1.1 - Introduction

La colonne d'une décharge d'arc - et même un petit volume élémentaire de cette colonne - ne peuvent être considérés comme une enceinte fermée isotherme. Ce sont des systèmes ouverts qui échangent avec l'extérieur matière et énergie. Le rayonnement observé ne suit donc pas la loi de Planck. Il apparaît dans le spectre des discontinuités - raies, bandes, continuum - que l'on ne rencontre pas dans un rayonnement de corps noir.

S'il est possible de caractériser qualitativement la nature de chaque type de rayonnement, il est très difficile d'en mesurer l'intensité puisqu'il n'obéit pas aux lois classiques de l'équilibre thermodynamique. Pourtant, on verra que la modélisation des décharges nécessite la connaissance de la fraction de puissance émise par rayonnement par rapport à la puissance totale fournie. Cette fraction de puissance doit être la plus élevée possible dans un domaine spectral choisi pour les applications aux lampes par exemple, alors qu'elle doit être aussi faible que possible lorsqu'on souhaite que la puissance soit transmise par conduction (soudage par exemple). Nous allons donc passer rapidement en revue les divers mécanismes qui conduisent au rayonnement de l'arc.

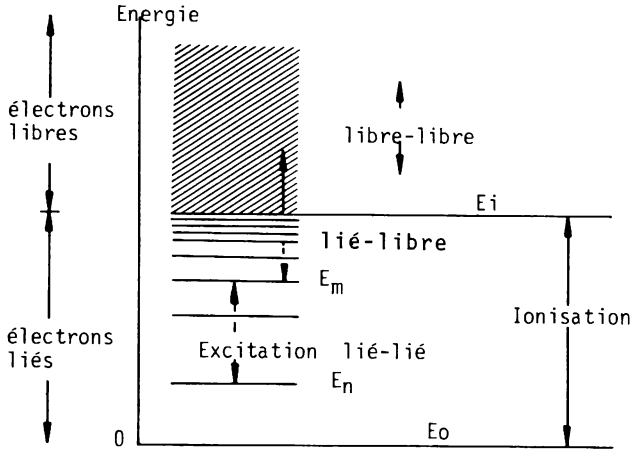


Figure IV.1 - Niveaux d'excitation et d'ionisation d'un atome et divers types de transitions possibles

1.2 - Divers mécanismes de rayonnement de la décharge

1.2.1 - Transitions lié-lié - Raies des atomes

La figure IV.1 schématise tous les types de transitions dans le diagramme d'énergie d'un atome. Un électron excité sur un niveau E_m de l'atome peut revenir spontanément vers un niveau d'énergie inférieur E_n en émettant un photon dont la fréquence est liée à la différence d'énergie E_m-E_n par la constante de Planck h :

$$E_m - E_n = h\nu_{nm} \qquad (1)$$

La transition inverse est possible et le photon peut alors être réabsorbé.

Le spectre en longueur d'onde relatif à ce type de rayonnement se présente sous forme de raies, qui peuvent être élargies par effet Doppler, par effet Stark (champ électrique des particules chargées au voisinage de l'atome émetteur) par absorption ou par effet de pression.

1.2.2 - Transitions libre-lié - Continuum de recombinaison

Lorsqu'un ion capture un électron libre, celui-ci ne se place généralement pas sur le niveau fondamental de l'atome neutre ainsi formé, mais sur une

orbite elliptique d'énergie E_m. Si v est la vitesse de l'électron, m_e sa masse et E_i le potentiel d'ionisation de l'atome, on a (fig. IV.1) :

$$\frac{1}{2} m_e v^2 + (E_i - E_m) = h\nu \qquad (2)$$

$h\nu$ représente l'énergie du photon émis. La vitesse des électrons libres n'étant pas quantifiée et pouvant prendre toutes les valeurs comprises entre 0 et l'infini, le rayonnement résultant se présentera sous la forme d'un continuum. Le processus inverse est également possible et la probabilité d'absorption conduisant à la photo-ionisation n'est pas nulle.

1.2.3 - Transitions libre-libre - Rayonnement de freinage

Lorsqu'un électron libre pénètre dans le champ d'une autre particule (un ion, mais également un atome neutre) sa vitesse initiale v est modifiée et devient v'. L'orbite est une hyperbole.

S'il y a accélération de la particule, on a $v'>v$.

L'électron a alors absorbé un rayonnement $h\nu$ tel que :

$$\frac{1}{2} mv^2 + h\nu = \frac{1}{2} mv'^2$$

S'il y a freinage de l'électron, $v'<v$ et on a :

$$\frac{1}{2} mv^2 = \frac{1}{2} mv'^2 + h\nu$$

Il y a alors émission de rayonnement. Les énergies électroniques n'étant pas quantifiées les photons ont une distribution de fréquence et le rayonnement est un continuum.

Ces phénomènes mettent en jeu des échanges d'énergie très faibles et, pour les décharges d'arc, l'émission libre-libre correspondant au rayonnement de freinage s'effectue aux grandes longueurs d'onde (infra-rouge).

1.2.4 - Transitions lié-lié pour les molécules : spectres de bandes

Nous allons considérer une molécule diatomique. On ne peut représenter son énergie potentielle comme une suite de niveaux d'énergie comme pour un atome (fig. IV.1). En effet, l'énergie potentielle de cette molécule dépend de la distance des noyaux des atomes. Par ailleurs, ces noyaux peuvent entrer en vibration et l'ensemble peut effectuer des rotations autour d'un axe. La figure IV.2 représente des niveaux d'énergie de cette molécule diatomique. L'énergie potentielle en fonction de la distance des noyaux est représentée par la courbe en traits gras. Chacune de ces courbes définit un niveau d'excitation électronique. Le niveau d'énergie de la molécule est la somme des énergies électroniques, des énergies de rotation des énergies de vibration. On voit sur la figure IV.2 que pour chaque état électronique, les états vibratoires sont quantifiés et représentés par des niveaux d'énergie horizontaux. Pour chaque état vibratoire, on définit des niveaux d'énergie quantifiés de rotation.

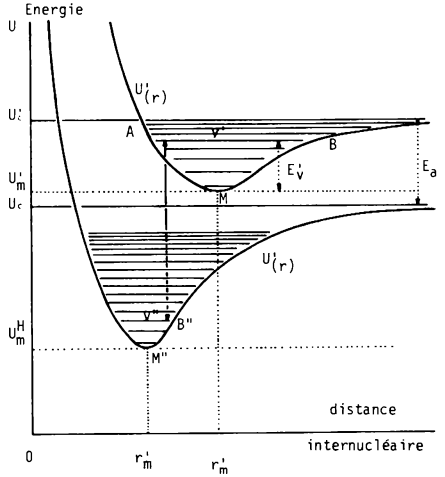


Figure IV.2 - Courbes de potentiel pour deux états électroniques

Les transitions entre niveaux de rotation mettent en jeu des énergies très faibles et sont rejetées dans l'extrême infra-rouge. Les transitions entre niveaux de vibration sont rejetées dans l'infra-rouge. Les transitions entre les divers niveaux d'énergie électronique donnent des spectres dans le visible ou l'ultra-violet.

Ces spectres se présentent sous la forme de bandes. Les bandes peuvent être définies comme l'ensemble des raies correspondant aux transitions

entre les niveaux de vibrations de deux niveaux d'énergie électroniques. C'est à partir de leur intensité que l'on définit les "températures de rotation" et "températures de vibration".

1.2.5 - Continuum d'attachement électronique

Le processus d'attachement d'électrons sur les atomes neutres conduisant à la formation d'ions négatifs se traduit par l'émission d'un rayonnement continu suivant le schéma :

$$A + e \rightleftarrows A^- + h\nu$$

Si on appelle E_a l'énergie d'attachement de l'électron, on définit la fréquence ν_0 de seuil de ce continuum par :

$$h\nu_0 = E_a$$

Le continuum débute à cette valeur ν_0 de la fréquence et s'étend dans le spectre vers les fréquences plus élevées (c'est-à-dire vers l'ultra-violet) puisque l'énergie des électrons libres se présente sous forme d'une distribution continue.

1.3 - Calcul de la puissance rayonnée

1.3.1 - Loi de Kirchhoff

La loi de Planck donne l'intensité de rayonnement d'équilibre (rayonnement de corps noir) en fonction de la température. Nous allons maintenant examiner un cas plus général. Supposons une enceinte fermée sans possibilité d'échange avec l'extérieur et maintenue à une température constante T. Supposons qu'il existe un corps quelconque placé à l'intérieur. Un état d'équilibre va s'établir pour la température T et ce corps va émettre autant d'énergie qu'il en absorbe.

Appelons $K(\nu)$ le coefficient d'absorption de ce corps en un point A (fig. IV.3). On relie la luminance spectrale énergétique ε_ν au coefficient d'absorption par la relation :

$$\varepsilon_\nu = K(\nu)\, B_\nu$$

ou (3)

$$\varepsilon_\lambda = K(\lambda)\, B_\lambda$$

C'est la formule de Kirchhoff. B_ν est donné par la loi de Planck (rayonnement du corps noir). La loi de Kirchhoff peut être énoncée d'une manière moins classique de la façon suivante : tous les corps n'absorbent pas de la même manière les diverses radiations. A l'équilibre, thermodynamique, la puissance absorbée (et donc ré-émise) est une fraction du rayonnement du corps noir (loi de Planck) donnée par le produit de l'émission du corps noir par le coefficient d'absorption caractéristique de ce corps.

Pour un corps noir, on a par définition $K(\nu) = K(\lambda) = 1$.

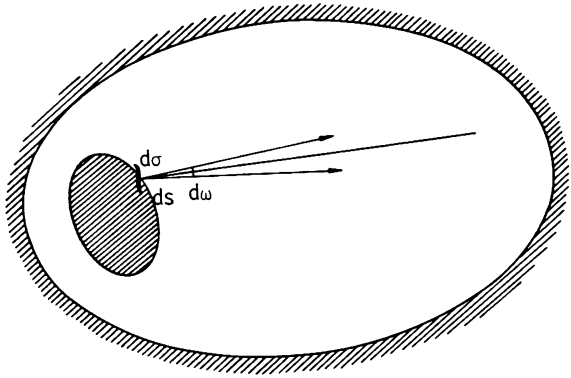


Figure IV.3 - Emission de rayonnement dans une enceinte isotherme

ε_ν est définie comme l'énergie radiative qui est émise par unité de surface, par unité de temps, d'angle solide et de fréquence ou de longueur d'onde. Ceci est valable pour le cas représenté sur la figure IV.3 et B_ν représente l'émission par unité de surface.

Considérons maintenant le cas d'une décharge. Nous pouvons faire les remarques suivantes :

- B_ν est le plus souvent définie par unité de volume du plasma, ce qui définit ε_ν également par unité de volume.
- La loi de Kirchhoff exprime, dans le cas d'un plasma que celui-ci absorbe sélectivement les diverses fréquences et les relations (3) deviennent très claires lorsqu'on comprend que ε_ν et K_ν dépendent des densités d'atomes sur les divers niveaux excités. La loi de Kirchhoff est une loi de l'équilibre thermodynamique, applicable au cas de l'équilibre thermodynamique local.

- Le cas représenté à la figure IV.3 est assez caractéristique d'une décharge d'arc où l'on peut définir un sous-ensemble à la température T qui n'est pas réellement en équilibre thermodynamique mais qui représente un état stationnaire. Le corps ou l'élément de volume est en permanence traversé par du rayonnement issu, il est vrai, dans le cas de l'arc, de régions où la température est différente de T.

1.3.2 - Calcul de la puissance rayonnée

Dans certains cas, on ne prend en compte que le continuum dû aux transitions libre-libre et libre-lié. Ceci est justifié par le fait que les raies de résonance sont fortement réabsorbées et que la contribution des autres raies et bandes moléculaires peut être négligée avec une bonne approximation.

1.3.2.1 - Le plasma est optiquement mince

On utilise cette hypothèse simplificatrice pour avoir un ordre de grandeur de la puissance rayonnée. Pour chaque valeur de T, en fonction de la composition du milieu en équilibre on calcule, en tenant compte de l'émission et de l'absorption locales pour cette valeur de T, l'intensité du rayonnement. On aura ainsi une courbe donnant la différence entre ce qui est émis et ce qui est absorbé localement. Rapporté au cas réel d'une décharge d'arc qui présente un profil de température, cette méthode ne tiendra pas compte de la très forte réabsorption par la périphérie de l'arc des radiations émises par les régions les plus chaudes et ceci reviendra à surestimer la part de puissance dissipée par rayonnement.

1.3.2.2 - Le plasma n'est pas optiquement mince

Dans cette méthode on tient compte de l'auto-absorption sur tout le rayon de la décharge. L'effet d'auto-absorption des radiations implique que l'émission effective de radiation ε_e, doit être une fonction de tout le profil de T.
Sur les bords de l'arc ε_e devient négatif. En effet, le bilan est en faveur de l'absorption. Ainsi ε_e doit être évalué en tenant compte de l'auto- absorption des radiations de toutes fréquences venant de toutes les régions de l'arc.

Exemple de calcul : On peut déterminer ε_e de la manière suivante : ε_e est obtenu à partir de la densité de flux de radiation F_R au moyen de l'équation de continuité pour les radiations qui est :

$$4\pi\varepsilon_e = \nabla.F_R \qquad (4)$$

La densité de flux de radiation est obtenue en intégrant l'intensité de radiation I_ν sur toutes les fréquences ν et dans toutes les directions données par le vecteur unité $\vec{n}$:

$$F_R = \int_\nu \int_{4\pi} I_\nu(\vec{n},r)\, \vec{n}\, d\Omega d\nu \qquad (5)$$

Enfin I_ν est obtenu à partir de l'équation de transfert radiatif :

$$\vec{n}.\nabla I_\nu(\vec{n},r) = \varepsilon_\nu - I_\nu K_\nu \qquad (6)$$

où il est supposé qu'aucune radiation n'est créée à l'extérieur de l'arc :

$\varepsilon_\nu = B_\nu K_\nu$ pour l'ETL ainsi qu'on l'a vu plus haut.

Ceci impose de bien connaître le coefficient d'absorption K_ν et nécessite souvent un grand nombre de points de mesure en fonction de ν.

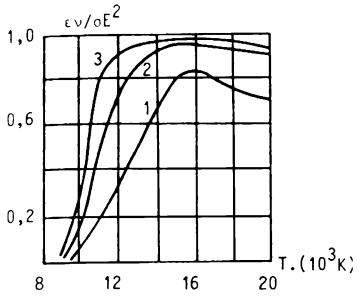
L'équation de transfert radiatif qui peut être écrite en coordonnées linéaires :

$$\frac{d}{dx} I_\nu(x) = \varepsilon_\nu(x) - K_\nu(\nu,x)\, I_\nu(x) \qquad (7)$$

signifie simplement que l'accroissement ΔI_ν sur la distance Δx est composé de l'accroissement $\varepsilon_\nu(x)\ \Delta x$ par émission et d'une diminution $K_\nu(\nu,x)\ I_\nu(x)\ \Delta x$ par absorption.

Dans ce type de calcul, on ne considère généralement que le continuum.

Les figures IV.4 et IV.5 donnent des exemples de ces calculs effectués pour un arc brûlant dans l'air à la pression atmosphérique, /1/ pour trois valeurs du rayon de décharge.



p = 1 atm
1 . d = 5 mm
2 . d = 10 mm
3 . d = 20 mm

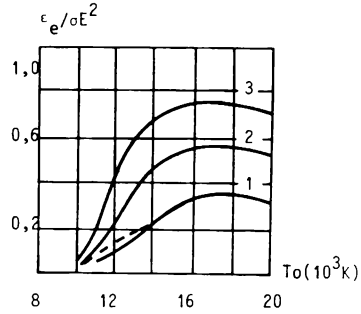


Figure IV.4 - Rapport de la puissance rayonnée à la puissance totale émise, sans réabsorption en fonction de T. /1/

Figure IV.5 - Rapport de la puissance rayonnée effective sortant de l'arc à la puissance totale émise en fonction de T. /1/

Ces courbes permettent de faire les remarques importantes suivantes :

- Dans le cas où l'on ne tient pas compte de la réabsorption, la puissance rayonnée, peut, pour des valeurs élevées de la température sembler le seul processus de transfert d'énergie.
- Pour des courants faibles (ou des pressions faibles) auxquels correspondent des températures plus faibles (ici dans le cas de l'air pour T < 10.000 K) c'est la conduction thermique seule qui équilibre le chauffage ohmique.
- L'intensité des radiations augmente avec la température (donc le courant) et également avec la pression. Le rapport entre la puissance rayonnée et la puissance injectée passe par un maximum en fonction de la température. Ce maximum peut être attribué au premier stade d'ionisation du plasma. Après le maximum la courbe décroît lentement.
- Pour une température donnée, la puissance rayonnée augmente avec le rayon de la décharge;
- Lorsqu'on tient compte de l'auto-absorption, la puissance rayonnée émise par la décharge peut cependant être le facteur principal de transfert d'énergie. La figure IV.5 montre, par exemple, que pour un arc de 20 mm de diamètre fonctionnant dans l'argon sous une pression de 10 atmosphères, le pourcentage de la puissance rayonnée par rapport à la puissance totale fournie est voisin de 75 % pour une température sur l'axe proche de 16.000 K.

Remarque sur les unités :

L'intensité rayonnée est définie comme la puissance par unité d'angle solide à partir de la source (watt.ster^{-1}). Ainsi, la puissance rayonnée à partir d'un cm^3 de gaz émettant dans toutes les directions peut être écrite en W.cm^{-3}. C'est le terme de puissance rayonnée P_r. Pour les expériences qui ont lieu en géométrie cylindrique, il est intéressant de définir la puissance rayonnée en termes d'unité de longueur de la colonne d'arc (cm). Le symbole utilisé est alors de plus souvent Q_{ray} et l'unité est le Wcm^{-1}. Ceci est particulièrement utile car il est relativement facile de mesurer le gradient de tension E et le courant I de l'arc et de donner la puissance rayonnée non dimensionnée Q_{ray}/EI, c'est-à-dire la fraction de puissance injectée dans l'arc, perdue par rayonnement.

2 - DIFFUSION ET CONDUCTION THERMIQUE

2.1 - Introduction

Nous avons vu que dans un milieu en équilibre thermodynamique (donc un milieu homogène), il y a réversibilité de tous les processus. Au niveau macroscopique, tout transport de matière ou d'énergie dans une direction est compensé par le même transport dans la direction opposée. Il en va tout autrement dans la colonne de l'arc électrique où l'on définit un état stationnaire établi à partir de processus irréversibles. Le flux de chaleur est dirigé des régions chaudes vers les régions froides. Le flux de particules des régions de forte densité vers les régions de densité plus faible. L'inverse ne peut pas se produire. On conçoit ainsi toute l'importance des mécanismes de transport d'énergie ou de matière puisque ce sont eux qui vont fixer les profils de densité et de température à l'état stationnaire.

D'une manière générale, les flux dépendent d'un certain nombre de grandeurs, telles que les gradients de température et de concentration et les forces extérieures appliquées. On désigne ces grandeurs sous le nom de forces généralisées ou affinités X_i. Toute affinité donne naissance à un flux. Ainsi dans une décharge d'arc soumise à des gradients de température et de concentration, on rencontre :

- un flux de particules dû au gradient de concentration (diffusion ordinaire),
- un flux d'énergie dû au gradient de température (conduction thermique),

- un flux de particules dû au gradient de température (diffusion thermique ou effet "Soret"),
- un flux d'énergie dû au gradient de concentration (effet "Dufour").

Les deux premiers flux - ce sont très souvent les seuls que l'on prend en compte - sont des effets directs, les deux derniers des effets croisés.

2.2 - Diffusion ordinaire

Dans le paragraphe 1.3.6 du chapitre III, nous avons signalé que le coefficient de diffusion ordinaire dans un milieu comprenant par exemple deux espèces de particules, est une fonction des densités numériques de ces espèces et de la température. Pour établir la valeur de ce coefficient D, on suppose le milieu homogène. Dans une décharge inhomogène, on définit un flux $\vec{\Gamma}$ qui est égal à :

$$\vec{\Gamma} = - D \overrightarrow{\text{grad } n} \qquad (8)$$

et qui dépend directement du gradient de concentration. Le flux $\vec{\Gamma}$ est défini comme le nombre de particules passant à travers une surface unité par unité de temps. De la formule (8) on déduit que le coefficient de diffusion s'exprime en cm^2/s.

La diffusion ordinaire s'applique aux particules neutres, c'est-à-dire aux particules non influencées par la présence d'un champ. La connaissance du coefficient de diffusion et du gradient permet de calculer la vitesse de diffusion :

$$\vec{\Gamma} = - D \overrightarrow{\text{grad } n} = n\vec{v} \qquad (9)$$

Dans un mélange de plusieurs espèces, la situation est beaucoup plus compliquée. En effet, les gradients n'ont pas nécessairement tous la même

direction. Hirschfelder et al. donnent pour la vitesse de diffusion des espèces neutres dans un plasma comprenant ν espèces /2/ :

$$\vec{v}_i = \frac{n^2}{n_i \rho} \sum_{j=1}^{\nu} m_j D_{ij} \overrightarrow{\text{grad.}x_j} \qquad (10)$$

$\vec{v}_i$ étant la vitesse de l'espèce i, n_i sa densité numérique

ρ densité de masse du mélange et n la densité numérique totale
m_j la masse de la particule j, D_{ij} le coefficient de diffusion de l'espèce i dans l'espèce j en présence de toutes les autres particules et x_j la concentration de l'espèce j.

($x_j = \frac{n_j}{n}$, n densité totale).

Dans cette formule, on néglige la diffusion thermique. On remarque donc que la vitesse de diffusion de l'espèce i dépend du gradient de concentration de toutes les autres espèces. Il y a, en effet, un entraînement des particules d'un certain type dans l'écoulement des particules d'un autre type. Cette remarque est particulièrement importante pour la compréhension de certains phénomènes se produisant dans les mélanges. Par exemple, on montre que dans certaines conditions, une espèce peut remonter son propre gradient en paraissant enrichir une région de plus forte densité, l'état stationnaire étant obtenu par la diffusion en sens opposé des ions de la même espèce.

2.3 - Diffusion ambipolaire

La diffusion des particules chargées (ions et électrons) doit être traitée séparément car leur comportement n'est pas identique à celui des particules neutres.

Dans la colonne de l'arc électrique, le libre parcours moyen des électrons (et, évidemment des ions) est petit devant les dimensions de la décharge. (A très basse pression, il n'en est pas de même, mais la décharge, dans ce cas, n'est pas en régime d'arc). Les électrons, plus mobiles que les ions ont une vitesse de diffusion très supérieure à celles des particules lourdes. Ainsi, lorsque la population électronique diffuse vers la paroi, elle crée une charge d'espace négative, mais, surtout, il

se forme derrière elle une charge d'espace positive. Si la densité de charge est très faible (courant de quelques mA), cette charge d'espace ne joue aucun rôle et les ions et les électrons diffusent librement vers les parois avec un flux Γ_i tel que :

$$\Gamma_i = - D_i \nabla n_i$$

Mais ce cas ne se rencontre jamais dans les arcs électriques qui ont une forte densité de courant. Ainsi, le champ créé par les charges d'espace freine la diffusion électronique et accélère la diffusion ionique de telle manière que ions et électrons diffusent à la même vitesse. La différence entre les densités des particules de signe opposé est très faible devant la densité de ces particules : ainsi le plasma est dit "neutre". La diffusion de ce type gouvernée par la charge d'espace, est dite "diffusion ambipolaire".

2.3.1 - Diffusion ambipolaire avec un seul type d'ions /3/

Appelons E_a le champ créé par la séparation des populations ionique et électronique. La vitesse de diffusion est liée au champ par la mobilité μ

$$v = \mu E_a \qquad (11)$$

On peut donc écrire pour les ions i et les électrons e les flux Γ_i et Γ_e et donc les vitesses v_i et v_e. On a :

$$\begin{aligned} \Gamma_i &= n_i v_i = - D_i \nabla n_i + \mu_i E_a n_i \\ \Gamma_e &= n_e v_e = - D_e \nabla n_e + \mu_e E_a n_e \end{aligned} \qquad (12)$$

et

$$\begin{aligned} v_i &= -(D_i/n_i)\ \nabla n_i + \mu_i E_a \\ v_e &= -(D_e/n_e)\ \nabla n_e + \mu_e E_a \end{aligned} \qquad (13)$$

D_i et D_e étant les coefficients de diffusion libre des ions et des électrons ; on déduit la vitesse de diffusion en posant :

$$v = v_i = v_e \tag{14}$$

Ce qui conduit à la valeur du coefficient de diffusion ambipolaire D_a :

$$D_a = \frac{D_i\mu_e + D_e\mu_i}{\mu_e + \mu_i} \tag{15}$$

Lorsque la température électronique T_e est voisine de la température ionique T_i, on a $D_a \simeq 2D_i$. C'est évidemment la vitesse la plus lente qui influence la vitesse de déplacement d'ensemble, ou plutôt c'est la faible mobilité des particules lourdes qui impose l'ordre de grandeur de la diffusion ambipolaire.

2.3.2 - Diffusion ambipolaire avec plusieurs types d'ions positifs

Examinons le cas le plus simple, mais qui correspond à un cas très souvent rencontré, d'un plasma formé de deux types d'ions positifs, d'électrons et de particules neutres, de densités respectives n_{i1}, n_{i2}, n_e et n_a. On a toujours en tout point de la décharge :

$$n_{i1} + n_{i2} = n_e \tag{16}$$

qui est l'hypothèse de neutralité. On définit également l'hypothèse de congruence sous la forme de l'égalité des flux de particules de signe opposé :

$$\Gamma_{i1} + \Gamma_{i2} = \Gamma_e \tag{17}$$

Les hypothèses (16) et (17) peuvent être satisfaites dans une décharge à l'état stationnaire sans que l'on puisse pour autant définir un coefficient de diffusion ambipolaire valable pour les trois types de particules. Ce problème est particulièrement compliqué. On peut imaginer en effet, des vitesses de diffusion différentes pour chaque type d'ions - et dépendant de leur mobilité donc de leur masse - bien qu'en chaque point les relations (16) et (17) soient satisfaites. Cela signifie qu'il y a diffusion d'une espèce dans l'autre : il existe un déplacement d'ensemble d'une espèce d'ions par rapport à l'autre.

En fait, le problème de la diffusion ambipolaire en présence de plusieurs espèces d'ions positifs est d'une extrême complexité et ne peut recevoir de solution globale.

2.4 - Diffusion thermique

Dans l'étude sur la diffusion nous avons toujours tacitement supposé que le milieu était à une température T et que le transfert de matière s'effectuait parce qu'il existe des gradients de densité numérique. En réalité, dans une décharge, il existe des gradients de température qui peuvent conduire à un phénomène de diffusion même si la composition du milieu est uniforme. Cette diffusion est due au fait que les vitesses thermiques des particules (et leurs sections efficaces) ne sont pas les mêmes dans la direction du gradient, et dans la direction opposée. Il apparaît donc un flux et ce phénomène est appelé diffusion thermique.

La vitesse de diffusion $\vec{v}_i^T$ de l'espèce i placée dans un milieu où règne un gradient de température est donnée par :

$$\vec{v}_i^T = - \frac{D_i^T}{n_i m_i} \vec{\nabla} \ln.T \qquad (18)$$

n_i densité numérique des particules de masse m_i,

D_i^T coefficient de diffusion thermique.

Ainsi, la formule (10) donnant la vitesse de diffusion doit s'écrire :

$$\vec{v}_i = \frac{n^2}{n_i \rho} \sum_{j=1}^{\nu} m_j D_{ij} \vec{\nabla} x_j - \frac{D_i^T}{n_i m_i} \nabla \ln T \qquad (19)$$

Le coefficient de diffusion thermique est généralement de plusieurs ordres de grandeur inférieur au coefficient de diffusion ordinaire pour les conditions de fonctionnement d'un arc électrique. Remarquons également que ce coefficient n'a pas de signe défini. Il peut être positif ou négatif. Cependant, quelle que soit la valeur du gradient de T, dans une décharge soumise à des flux et des écoulements de particules non négligeables, on considère généralement que l'influence de la diffusion thermique n'est pas importante. On n'en tient généralement compte que pour affiner des calculs, mais son rôle ne le justifie généralement pas sauf lorsque l'on

est en présence d'un mélange de deux gaz dont les poids atomiques sont très différents. On montre en effet que dans ce cas la région la plus chaude de la décharge s'enrichit en éléments les plus légers et cette propriété est mise au profit pour effectuer une séparation isotopique, malgré son manque d'efficacité dans ce cas précis.

3 - CONDUCTION THERMIQUE

La conduction thermique est un phénomène apparenté à la diffusion. S'il existe une différence de température entre deux points, l'agitation thermique des particules conduit par l'intermédiaire des collisions binaires à un transfert d'énergie de la population "chaude" à la population "froide". Le phénomène s'arrête lorsque la température est uniforme. Il y a eu transfert de chaleur.

On définit un coefficient de conductivité thermique λ par la relation existant entre le flux de chaleur $\vec{Q}$ et le gradient de température :

$$\vec{Q} = - \lambda \vec{\nabla} T \qquad (20)$$

La chaleur (ou l'énergie) ne se transmet pas uniquement par chocs élastiques entre particules. En effet λ peut être considéré comme la somme de trois termes :

$$\lambda = \lambda_o + \lambda_{Int} + \lambda_{React} \qquad (21)$$

- λ_o est la conductivité thermique de translation. Elle correspond à celle d'un mélange de particules ne réagissant pas entre elles. Les collisions élastiques assurent le transfert de l'énergie cinétique.
- λ_{Int} est la conductivité thermique interne lorsqu'on tient compte des degrés internes de liberté des particules. λ_{Int} traduit les échanges d'énergie entre ces degrés de liberté qui peuvent être la vibration et la rotation des molécules.
- $\lambda_{Réact.}$ est la conductivité thermique réactionnelle. Elle joue un très grand rôle dans le transfert d'énergie pour les décharges amorcées dans des gaz réagissant les uns avec les autres. Cette réaction peut être par exemple, la dissociation d'une molécule. Pour briser une molécule en deux constituants, il faut fournir de l'énergie. Ces deux éléments de la

réaction diffusent et peuvent se recombiner dans une autre région de la décharge. La dissociation est une réaction endothermique ; la recombinaison est une réaction exothermique. Il y a bien eu transfert d'énergie.

On peut faire deux remarques :

- la diffusion des particules va jouer un rôle capital dans le transfert de l'énergie et particulièrement dans le transfert de l'énergie de réaction. La diffusion et la conduction thermique sont des paramètres liés.

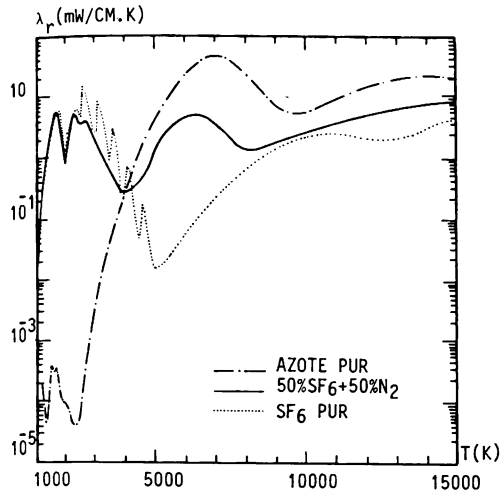


Figure IV.6 - Conductivité thermique de réaction pour l'azote, le SF_6 et un mélange de ces deux gaz

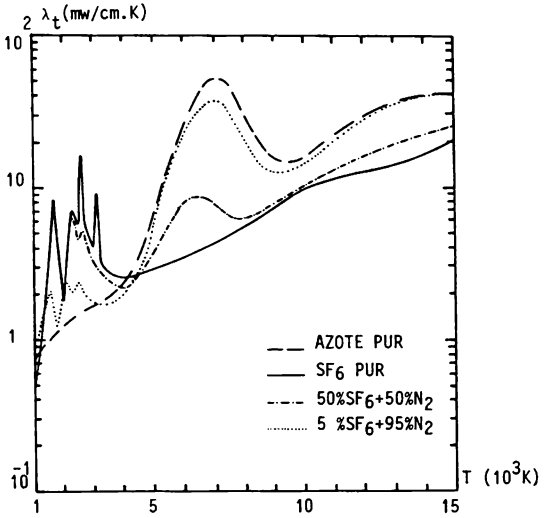


Figure IV.7 - Conductivité thermique totale de l'azote, du SF_6 et de mélanges de ces deux gaz

- Compte-tenu des énergies de liaison élevées des molécules par exemple, la conductivité thermique de réaction va jouer un rôle prépondérant dans la gamme de température correspondant à celle de la réaction de dissociation. C'est ainsi par exemple que la conductivité thermique de réaction sera très élevée dans le SF_6 vers 2000°K (dissociation du SF_6) et dans l'azote vers 7000°K ($N_2 \rightleftarrows N + N$) ainsi qu'il est montré sur la figure IV.6. Sur la figure IV.7, représentant la conductivité thermique totale pour SF_6, N_2 et un mélange de ces deux

gaz, on voit bien que dans le domaine de T où se produit la réaction, c'est la conductivité thermique de réaction qui constitue la composante essentielle. Pour les valeurs les plus élevées de T (T > 15.000 K) la conductivité thermique totale est surtout due à la conductivité de translation des électrons. Ainsi, sa valeur est à peu près la même pour tous les gaz.

4 - DEMIXION - CATAPHORESE

Nous allons examiner trois phénomènes de diffusion particuliers conduisant à une séparation des espèces dans un mélange de plusieurs gaz.

4.1 - Démixion

4.1.1 - Mélange de gaz atomique et moléculaire

Considérons un mélange à la pression p, constitué à part égale d'un gaz atomique A et d'un gaz moléculaire B_2. Le rapport des densités numériques à la température ambiante est de 1.

$$(m = \frac{n_A}{n_{B_2}} = 1).$$

Sur la figure IV.8 est représenté un profil de température dans la décharge d'arc. A la distance R de l'axe, on a $T = T_W$, c'est-à-dire la valeur la plus basse de T. Les molécules ne sont pas dissociées et m = 1.

Sur l'axe, on a $T = T_o$. Si on suppose (ce qui est généralement réalisé) que, pour la température T_o, la densité de molécules dissociées est importante :

$$B_2 \Rightarrow B + B$$

il va y avoir entre l'axe de la décharge et le bord une évolution continue du rapport m entre :

- m = 1/2 pour $T > T_R$ température de réaction puisque la densité d'atomes est le double de celle de la molécule non dissociée.
- et m = 1 pour $T = T_W$.

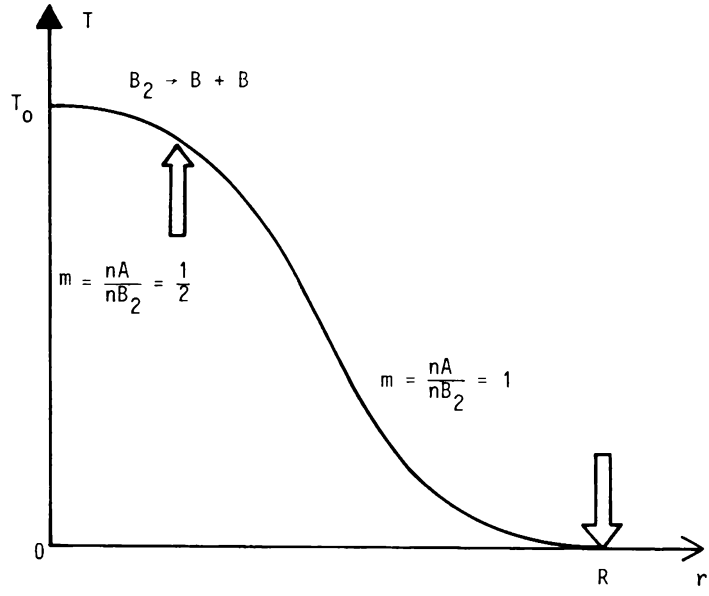


Figure IV.8 - Valeurs du rapport m

De ce fait, il existe pour la particule B un gradient de densité qui va faire diffuser les particules B vers les régions de plus basse température et provoquer un enrichissement en particules A dans les régions de plus forte température. En principe, le flux cesse lorsque les gradients de concentration ont disparu. En réalité, il faut également tenir compte de la viscosité et des forces de friction des diverses espèces. Cependant, le résultat net de ce processus - et ceci est tout à fait général - est le suivant :

- Dans un mélange comprenant un gaz atomique A et un gaz moléculaire B_2 on observe un enrichissement du pourcentage de gaz A dans les parties les plus chaudes et un enrichissement du pourcentage du gaz B_2 dans les parties les plus froides.

4.1.2 - Mélange de deux gaz atomiques à potentiel d'ionisation différent

Considérons un mélange de deux gaz A et B dont les potentiels d'ionisation sont différents. Ceci peut être par exemple un plasma de SF_6 composé de soufre (E_i = 10,3 eV) et de fluor (E_i = 17,4 eV),

mais également un plasma comprenant un gaz et une vapeur métallique facilement ionisable. Suivant le processus décrit plus haut, les particules neutres vont diffuser du bord vers le centre de la décharge. Cependant, les particules du gaz à plus faible potentiel d'ionisation vont être ionisées avant les autres et reprises dans le flux de diffusion ambipolaire vers la périphérie de l'arc. Ainsi, on observera un enrichissement sur l'axe du gaz le plus difficilement ionisable.

Dans le SF_6 par exemple, où le rapport stoechiométrique $\frac{n_F}{n_S} = 6$ on peut, pour des températures supérieures à 20.000 K rencontrer des rapports $\frac{n_F}{n_S}$ supérieurs à 20.

4.2 - Cataphorèse

Le phénomène de cataphorèse est apparenté aux deux phénomènes précédents. Dans une décharge comprenant deux types de gaz dont les potentiels d'ionisation sont différents, on observe que le gaz le plus facilement ionisable est peu à peu drainé - sous l'action du champ appliqué - vers l'anode. En effet, le degré d'ionisation est évidemment plus élevé pour le gaz plus facilement ionisable et on observe un enrichissement au voisinage de la cathode de ce type de gaz dont les ions dérivent en plus grand nombre dans le champ.

Références

/1/ I.P. NAZARENTKO, I.G. PANEVIN
X Int. Conf. ou Phen. in Ion. Gases, Oxford (1971) 206

/2/ J.O. HIRSCHFELDER, C.F. CURTISS, R.B. BIRD
"Molecular theory of gases and liquids". John Wilay et Sons
New-York (1954)

/3/ J.L. DELCROIX
"Physique des plasmas" Monographie Dunod Paris (1966)

CHAPITRE V

ETUDE THEORIQUE DE LA COLONNE POSITIVE DE L'ARC ELECTRIQUE

1 - INTRODUCTION

La description des phénomènes collectifs dans la colonne positive d'un arc électrique nécessite une bonne connaissance des processus élémentaires au niveau microscopique des particules. Les paramètres qui sont généralement calculés sont les flux de masse et d'énergie et le courant électrique, c'est-à-dire les coefficients de transport de matière, d'énergie et de charges qui apparaissent sous l'action des forces appliquées : champs électriques et magnétiques, gradients de température, gradients de pression, etc... Inversement, la connaissance des coefficients de transport permet de calculer le champ électrique ou la distribution spatiale de température.

Pour effectuer ces calculs, on utilise les équations d'évolution microscopiques, qui, à partir de la connaissance des fonctions de distribution des vitesses des particules permettent le calcul des grandeurs recherchées. L'équation qui est généralement utilisée est l'équation de Boltzmann. Dans cette introduction, nous justifierons l'emploi de cette équation pour l'étude d'un milieu ionisé alors qu'elle a été conçue pour l'étude des gaz neutres.

Rappelons l'écriture de l'équation de Boltzmann :

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + v_1 \frac{\partial f_1}{\partial r_1} + \frac{X_1}{m} \frac{\partial f_1}{\partial v_1} = \left(\frac{\partial f_1}{\partial t}\right)_{coll.} \qquad (1)$$

m masse des particules considérées.
f_1 fonction de distribution des vitesses des particules.
X forces appliquées (qE + v x B)

Le terme de droite de l'équation (1) tient compte des collisions. On sait que la distribution dite maxwellienne des vitesses est obtenue, à

l'équilibre, lorsque les collisions ne modifient plus la fonction de distribution des vitesses, c'est-à-dire quand :

$$\left(\frac{\partial f_1}{\partial t}\right)_{coll} = 0$$

On a alors :

$$f(v) = n(m/2kT\pi)^{3/2} \exp.\ (-\ mv^2/2kT).$$

Les plasmas des décharges ne sont pas en équilibre et il n'est pas possible de négliger le terme de collisions. On sait que l'on peut représenter le terme de collisions

$$\frac{\partial f_1}{\partial t}$$

par une intégrale multiple telle que :

$$\left(\frac{\partial f_1}{\partial t}\right)_{coll} = \int (f'_1 f'_2 - f_1 f_2)\ g\ p\ dp\ d\varepsilon\ dv_2 \qquad (2)$$

g module de la vitesse relative avant la collision
p paramètre d'impact
ε angle polaire dans le plan perpendiculaire à v_1-v_2
f'_1 et f'_2 fonctions de distribution relatives aux particules 1 et 2 après la collision

Les hypothèses qui sont faites pour réaliser le calcul de f_1 sont :

- les collisions sont binaires
- les collisions sont de courte durée
- entre deux collisions les trajectoires sont rectilignes (pas de forces appliquées).

On voit donc que ces hypothèses semblent restreindre l'emploi de cette équation aux seuls gaz neutres.

Remarque :

On exprime parfois ces hypothèses sous la forme suivante :
- les interactions sont binaires (et élastiques),
- la portée des interactions est faible,

- les vitesses en dehors de la sphère d'interaction sont réparties au hasard,
- les fonctions de distribution varient peu pendant une rencontre.

Dans un plasma de laboratoire, ou dans la colonne positive d'un arc électrique, le degré d'ionisation peut être suffisant pour que les interactions coulombiennes entre particules chargées jouent un rôle important (thermalisation, recombinaison, etc...). Il faut alors exprimer le terme de collision

$$\left(\frac{\partial f_1}{\partial t}\right)_{\text{coll}}$$

en tenant compte de cette situation. C'est l'équation bien connue de Fokker-Planck :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{coll}} = - \frac{\partial}{\partial v_i} \left[\langle \Delta v_i \rangle f(v,t)\right] + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial v_i \partial v_k} \left[\langle \Delta v_i \Delta v_k \rangle f(v,t)\right] \qquad (3)$$

$\langle \Delta v_i \rangle$ est la variation de vitesse moyenne par unité de temps

$$\langle \Delta v \rangle = \frac{1}{\Delta t} \int f(v,t)\, P(v;\Delta v)\, \Delta v\, d^3\, \Delta v$$

$P(v;\Delta)$ est la probabilité pour qu'une particule modifie sa coordonnée de vitesse de v à $v+\Delta v$ dans l'intervalle de temps Δt.

De même :

$$\langle \Delta v_i \Delta v_k \rangle = \frac{1}{\Delta t} \int f(v,t)\, P(v;\Delta v)\, \Delta v_i \Delta v_k\, d^3\, \Delta v$$

L'équation (3) dite de Fokker-Planck est l'instrument approprié pour décrire le comportement des particules qui subissent un grand nombre de très petites variations de vitesse. Ainsi pour arriver à cette équation, il n'est pas nécessaire de partir de l'hypothèse douteuse que le plasma est un gaz de Boltzmann dilué. Au lieu de cela, on peut dire que puisque

chaque particule du plasma subit un grand nombre de collisions très faibles, la distribution des vitesses doit obéir à l'équation de Fokker-Planck dans sa forme générale. En résumé, deux conditions sont ici nécessaires :

- chaque collision individuelle doit avoir un effet relativement faible sur la vitesse de la particule considérée (électron par exemple). Ainsi l'angle de déflexion étant faible, on peut admettre qu'en cas de collisions multiples, l'angle final de déflexion est la somme des angles de déflexion individuels,
- la durée de chaque collision doit être faible comparée au temps τ pendant lequel la vitesse de la particule considérée est matériellement modifiée par la collision.

Dans un plasma d'arc, le nombre d'électrons présents dans la sphère de Debye peut être, suivant les conditions expérimentales, voisin de quelques unités à une dizaine. Ainsi, même en écrantant le potentiel coulombien d'une particule chargée à la distance de Debye, on ne peut pas négliger les collisions multiples. Elles sont d'ailleurs responsables des mécanismes de recombinaison à trois corps par exemple. Ceci semble donc interdire l'utilisation de l'équation de Boltzmann et imposer l'équation de Fokker-Planck. C'est ainsi que Spitzer et ses collaborateurs /1/ /2/ ont étudié les coefficients de transport (conductivités électrique et thermique) d'un gaz d'électrons dans lequel les interactions coulombiennes s'effectuent à grande distance et sont simultanées mais indépendantes. Le terme de collisions de l'équation de Boltzmann était remplacé par l'expression de Fokker-Planck qui décrit ces interactions simultanées.

Cependant, l'utilisation de l'équation de Boltzmann dans ce type de milieu conduit également à des résultats satisfaisants. Cela a amené plusieurs auteurs /3/ /4/ /5/ à ré-examiner les fondements mathématiques de l'équation de Boltzmann d'une part et de Fokker-Planck d'autre part. Grad /4/ conclut :

"Le point critique est ici que, bien que les représentations physiques soient entièrement différentes, les descriptions mathématiques sont identiques. L'effet de plusieurs interactions faibles, indépendantes et successives, est le même que celui de plusieurs interactions faibles, indépendantes et simultanées, à condition que les distributions des interactions aient mêmes moyennes et mêmes variations. Ainsi, nous

concluons que l'équation de Fokker-Planck qui est la conséquence immédiate du modèle d'interactions faibles et simultanées doit donner des résultats identiques à ceux obtenus à partir de l'équation de Boltzmann à condition que l'approximation des collisions faibles soit faite et que le même écrantage soit utilisé dans les calculs".

L'équivalence entre les équations de Boltzmann et de Fokker-Planck pour le cas de gaz complètement ionisés a été démontrée par l'excellent accord de deux jeux de valeurs de coefficients de transport basés sur ces équations /2/.

Remarque :

Dans tout ce qui précède, il faut noter que les collisions qui ont été prises en compte sont supposées élastiques. La prise en compte des collisions inélastiques complique considérablement le problème. On en tient compte dans le calcul des coefficients de transport (ex. : transport de l'énergie de réaction) au moyen de méthodes très spécifiques. (Par exemple, il faut connaître les enthalpies de réaction).

Une théorie plus rigoureuse pour les gaz complètement ionisés a été dérivée des équations B.B.G.K.Y. qui prennent en compte les corrélations entre particules. Les interactions sont alors simultanées et dépendantes. La conductivité thermique déterminée par cette méthode a été trouvée identique à celle déterminée par l'équation de Fokker-Planck. Remarquons que cette justification de l'utilisation de l'équation de Boltzmann pour un milieu ionisé n'a été faite qu'a postériori, l'équation de Boltzmann étant déjà utilisée pour ce type de milieu depuis longtemps.

Remarque :

L'équation de Boltzmann (1) va nous permettre d'établir des relations entre les flux, les forces appliquées et les coefficients de transport correspondants, par des méthodes mathématiques parfois compliquées. Il existe également une autre méthode qui a été développée sur les bases de la thermodynamique des processus irréversibles. La thermodynamique classique qui considère des processus réversibles est relative à des systèmes isolés qui n'échangent avec l'extérieur ni énergie, ni matière (ce qui ne peut être le cas des décharges), et à des systèmes fermés qui échangent avec l'extérieur de l'énergie. Nos systèmes doivent être

considérés comme ouverts, c'est-à-dire qu'ils échangent avec l'extérieur énergie et matière. Les théories ainsi établies décrivent correctement les relations entre les flux et les forces appliquées, mais les coefficients doivent être calculés séparément à partir de considérations cinétiques. Il nous apparaît donc préférable de nous en tenir à l'étude réalisée à partir de l'équation de Boltzmann.

2 - EQUATIONS ET COEFFICIENTS DE TRANSPORT

2.1 - Introduction

Nous rappellerons dans ce paragraphe les formules permettant d'obtenir les équations de transport que nous appliquerons au plasma de la colonne positive d'une décharge d'arc.

Rappelons la formulation de l'équation de Boltzmann :

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + (v_i \frac{\partial f_i}{\partial r}) + \frac{1}{m_i} (x_i \frac{\partial f_i}{\partial v_i}) = \sum_j \iiint (f'_i f'_j - f_i f_j) g_{ij} \, pdp \, d\varepsilon \, dv_j \quad (4)$$

Le membre de droite représente la variation totale du nombre de particules i dans l'état $(\vec{r},\vec{v}_i)$ sous l'effet de collisions élastiques pendant l'unité de temps avec les particules de l'espèce j. Le second membre de l'équation de Boltzmann représente donc la variation totale du nombre de particules (dans l'état $\vec{r}_i,\vec{v}_i$) sous l'effet des collisions binaires avec toutes les autres espèces contenues dans le système pendant l'unité de temps.

2.2 - Définition des flux

Dans un gaz hors d'équilibre des gradients existent dans une ou plusieurs des grandeurs macroscopiques du système composition, vitesse moyenne de la masse, et température. Les gradients de ces grandeurs sont la cause du transport de masse (m_i) de moment ($m_i V_i$) et d'énergie cinétique

$(\frac{1}{2} m_i V_i^2)$.

Désignons globalement par $\emptyset_i$ ces trois grandeurs et définissons les flux de masse de moment et d'énergie.

Le vecteur flux associé à $\emptyset_i$ est :

$$\overline{\emptyset}_i = \int \emptyset_i \, f_i \, V_i \, dV_i$$

Rappelons les notations sur la vitesse :

$$V_i(v_i, r, t) = v_i - v_o$$

v_o est la vitesse moyenne de masse qui peut être écrite :

$$v_o(r,t) = \frac{1}{\rho} \sum_i n_i \, m_i \, \overline{v}_i$$

La vitesse $\overline{V}_i$ est la vitesse de diffusion de l'espèce i par rapport à la vitesse de masse v_o :

$$\overline{V}_i = \overline{v}_i - v_o$$

v_i est la vitesse particulière de la molécule d'espèce i par rapport à un système fixe de coordonnées.

2.2.1 - Flux de masse

On pose $\emptyset_i = m_i$

$$\Psi_i = m_i \int f_i \, V_i \, dV_i = n_i m_i \, \overline{V}_i = j_i$$

C'est le vecteur flux de masse.

2.2.2 - Flux de moment

On pose $\emptyset_i = m_i V_{ix}$

$$\Psi_i = m_i \int V_{ix} V_i f_i dV_i = n_i m_i \overline{V_{ix} V_i}$$

Les composantes de ce vecteur sont :

$$n_i m_i \overline{V_{ix} V_{ix}}$$

$$n_i m_i \overline{V_{ix} V_{iy}}$$

$$n_i m_i \overline{V_{ix} V_{iz}}$$

On définit ainsi deux autres vecteurs flux suivant y et z. Les neuf composantes de ces trois vecteurs flux définissent un tenseur du second ordre $\overleftrightarrow{p}_i$ qui est le tenseur des pressions.

2.2.3 - Flux d'énergie cinétique

Avec $\phi_i = \frac{1}{2} m_i V_i^2$

$$\Psi_i = \frac{1}{2} m_i \int V_i^2 V_i f_i dV_i = \frac{1}{2} n_i m_i \overline{V_i^2 V_i}$$

$$= Q_i$$

$Q = \sum_j Q_j$ est le vecteur flux de chaleur

2.3 - Equations d'évolution macroscopiques

Ces équations sont établies directement à partir de l'équation de Boltzmann sans qu'il soit nécessaire de déterminer réellement la forme de la fonction de distribution f_i.
Reprenons la quantité $\phi_i(\vec{r},\vec{v},t)$ associée à la première espèce et multiplions les deux membres de l'équation (4) de Boltzmann par ϕ_i. Intégrons par rapport à v_i. On obtient :

$$\frac{\partial(n_i\overline{\phi_i})}{\partial t} + \left(\frac{\partial}{\partial r} \cdot n_i\overline{\phi_i v_i}\right) - n_i \left[\overline{\frac{\partial \phi_i}{\partial t}} + \left(v_i \overline{\frac{\partial \phi_i}{\partial r}}\right) + \left(\frac{X_i}{m_i} \cdot \overline{\frac{\partial \phi_i}{\partial v_i}}\right) \right]$$

$$= \sum_j \iiiint \phi_i (f'_i f'_j - f_i f_j)\, g_{ij}\, pdp\, d\epsilon\, dv_i\, dv_j \qquad (5)$$

Cette équation peut s'avérer très compliquée à intégrer pour un ϕ quelconque. Cependant, si la fonction ϕ est la masse, le moment ou l'énergie cinétique qui se conservent durant la collision, on peut montrer que (réf. /6/, page 460) :

$$\iiiint m_i(f'_i f'_j - f_i f_j)\, g_{ij}\, pdp\, d\varepsilon\, dv_i\, dv_j = 0 \qquad (6)$$

et

$$\sum_{ji} \iiiint \phi_i\, (f'_i f'_j - f_i f_j)\, g_{ij}\, pdp\, d\varepsilon\, dv_i\, dv_j = 0 \qquad (7)$$

2.3.1 - Equation de conservation des particules

On pose $\phi_i = m_i$ dans l'équation (5). Le terme de collisions étant nul après intégration, il vient :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \left(\frac{\partial}{\partial r} \cdot n_i \overline{v}_i\right) = 0$$

ou en fonction de la vitesse de diffusion

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} n_i (v_o + \overline{V}_i) = 0$$

On sait que $\sum n_i m_i \overline{V}_i = 0$. En multipliant par m_i et en additionnant pour toutes les espèces, on a :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \left(\frac{\partial}{\partial r} \cdot \rho v_o\right) = 0 \qquad (8)$$

C'est l'équation de continuité pour le gaz dans son ensemble.

2.3.2 - Equation de mouvement du gaz

On pose maintenant $\vec{\phi}_i = \frac{1}{2} m_i \vec{V}_i$ dans l'équation de transfert (5). On obtient :

$$\sum_i m_i \left[\frac{\partial n_i \overline{V}_i}{\partial t} + \left(\frac{\partial}{\partial r} \cdot n_i \overline{V_i v_i}\right) - n_i \frac{\overline{\partial V_i}}{\partial t} - n_i \overline{\left(v_i \cdot \frac{\partial V_i}{\partial r}\right)} - n_i \left(\frac{X_i}{m_i} \cdot \frac{\overline{\partial V_i}}{\partial v_i}\right)\right] = 0$$

Après simplification, cette équation prend la forme :

$$\frac{\partial \vec{v}_o}{\partial t} + (\vec{v}_o \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \vec{v}_o) = - \frac{1}{\rho} (\frac{\partial}{\partial \vec{r}} \overleftrightarrow{p}) + \frac{1}{\rho} \sum_i n_i \vec{X}_i \qquad (9)$$

avec $\overleftrightarrow{p}$ tenseur de pression défini en 2.2.2

et $\rho(r,t) = \sum_i n_i m_i$

2.3.3 - Equation du bilan d'énergie

Posons maintenant $\emptyset_i = \frac{1}{2} m_i V_i^2$. L'équation de transfert devient :

$$\sum_i \frac{1}{2} m_i \quad \frac{\partial n_i \overline{V_i^2}}{\partial t} + (\frac{\partial}{\partial r} \cdot n_i \overline{V_i^2 v_i}) - n_i \frac{\partial V_i^2}{\partial t} - n_i (\overline{v_i \cdot \frac{\partial V_i^2}{\partial r}}) - n_i (\frac{X_i}{m_i} \cdot \frac{\partial V_i^2}{\partial v}) = 0$$

Comme dans l'équation de mouvement du gaz introduisons le tenseur de pression, ainsi que U^{Tr} qui est la composante de l'énergie de translation à l'énergie interne :

$$U^{TR} = \frac{1}{\rho} \sum_i \frac{1}{2} n_i m_i \overline{V_i^2}$$

Cette quantité représente l'énergie totale d'une masse unité dans un système de coordonnées se déplaçant à la vitesse moyenne du centre de masse v_o. Cela signifie que l'énergie cinétique totale du flot n'est pas comptée. On a alors :

$$\rho \frac{\partial U^{Tr}}{\partial t} + \rho (v_o \cdot \frac{\partial U^{Tr}}{\partial r}) = - (\frac{\partial}{\partial r} \cdot Q) - (p \times \frac{\partial}{\partial r} v_o) + \sum_i n_i (X_i \cdot \overline{V}_i) \qquad (10)$$

C'est l'équation de bilan d'énergie.

On peut la représenter autrement en introduisant la température :

$$\frac{3}{2} kT = \frac{1}{n} \sum_j n_j \left(\frac{1}{2} m_j \overline{V}_j^2\right)$$

L'égalité (10) devient :

$$\frac{3}{2} nk \left| \frac{\partial T}{\partial t} + (v_o . \frac{\partial T}{\partial r}) \right| = -(\frac{\partial}{\partial r} . Q) - (p x \frac{\partial}{\partial r} v_o) + \Sigma n_i (X_i . \overline{V}_i) + \frac{3}{2} kT (\frac{\partial}{\partial r} . \sum_i n_i \overline{V}_i) \qquad (11)$$

Ces équations s'appliquent uniquement à des mélanges non réactifs de particules n'ayant pas de degrés internes de liberté. Notons cependant que si U^{Tr} est remplacé par U, énergie interne par gramme de mélange, elles sont alors applicables à un mélange réactif de molécules polyatomiques.

Ce sont ces équations (8), (9) et (11) que nous allons appliquer à la colonne positive d'un plasma d'arc. Nous supposerons que les coefficients de conductivité thermique λ et électrique σ sont connus. Ces coefficients peuvent être calculés, par la méthode de Chapman et Enskog, à partir de l'équation de Boltzmann et moyennant des calculs compliqués pour les situations complexes de mélanges de diverses particules.

Remarquons en outre que ces équations qui ne prennent en compte que les phénomènes de collisions élastiques ne font pas intervenir les processus de rayonnement. On verra plus loin que le terme de puissance rayonnée peut être ajouté.

2.4 - Coefficients de transport

Les équations d'évolution macroscopiques qui viennent d'être établies pourront être appliquées à la colonne positive d'un arc électrique, mais elles vont nécessiter la connaissance des coefficients de transport (conductivités électrique σ et thermique λ). Dans les gaz purs, ces valeurs peuvent être trouvées dans la littérature en fonction de la température T. Par contre, dans les mélanges de gaz, il est nécessaire de les calculer. Ceci peut être réalisé à partir de l'équation (1) de Boltzmann.

Dans ce qui suit, les résultats présentés seront surtout relatifs à des mélanges SF_6 - N_2 qui constituent un exemple très caractéristique et complet des diverses réactions pouvant intervenir dans un plasma d'arc : dissociations, ionisation, recombinaison, excitation d'atomes et de molécules, formation de molécules complexes, etc...

2.4.1 - Méthode de Chapman - Enskog

Dans le milieu à l'équilibre, la somme algébrique des flux dans une direction est nulle. La fonction de distribution des vitesses est dite maxwellienne. On supposera que la colonne positive de l'arc électrique est un milieu faiblement hors d'équilibre. La fonction de distribution des vitesses f_i se présente alors comme une fonction faiblement perturbée de la fonction de distribution des vitesses maxwellienne f_i°. On a :

$$f_i = f_i^\circ(1 + \phi_i) \qquad (12)$$

ϕ_i est une fonction de perturbation permettant de passer de la distribution de Maxwell-Boltzmann f_i° à celle du premier ordre f_i^1 telle que :

$$f_i^1 = f_i^\circ \phi_i \qquad (13)$$

ϕ_i s'exprime sous la forme d'une somme d'intégrales dont les arguments s'écrivent comme des combinaisons linéaires finies de polynômes de Sonine d'ordre n égal à 3/2 définis par :

$$S_n^m(x) = \sum_{j=0}^{m} \frac{(-1)^j \Gamma(m+n+1) x^j}{\Gamma(n+j+1) j!(m-j)!} \qquad (14)$$

x désignant la vitesse réduite d'une particule. Connaissant ϕ_i, il est possible de déterminer la fonction de distribution f_i et par conséquent les coefficients de transport pour l'approximation souhaitée. (nombre m de termes dans le développement).

2.4.2 - Conductivité thermique

Le coefficient de conductivité a été donné par la relation (20) du chapitre IV. La relation (21) du même chapitre a montré qu'il était la somme de trois termes que nous allons expliciter.

2.4.2.1 - Conductivité thermique de translation

λ_{tr} est la somme de deux termes correspondant aux conductivités thermiques de translation des électrons et des particules lourdes. Pour l'approximation d'ordre 2, la conductivité thermique de translation des particules lourdes est donnée par /7/ :

$$(\lambda^{h}_{tr})_2 = 4 \begin{vmatrix} L_{11} & \cdots & L_{1\nu} & x_1 \\ \vdots & & \vdots & \vdots \\ L_{\nu 1} & \cdots & L_{\nu\nu} & x_\nu \\ x_1 & \cdots & x_\nu & 0 \end{vmatrix} \Bigg/ \begin{vmatrix} L_{11} & \cdots & L_{1\nu} \\ \vdots & & \vdots \\ L_{\nu 1} & \cdots & L_{\nu\nu} \end{vmatrix} \quad (15)$$

x_i étant la concentration des particules i ($x_i = n_i / \sum_{j=1}^{\nu} n_j$)

ν étant le nombre de constituants. L_{ij} sont des coefficients dans lesquels apparaissent les masses et les concentrations des constituants du plasma, ainsi que des quantités Ω appelées intégrales de collision, fonctions de la section efficace totale de transport de quantité de mouvement.

Remarques :

1. Dans ce qui précède, on a supposé les collisions élastiques.
2. Ce calcul qui fait intervenir toutes les interactions entre les diverses espèces de particules prises deux à deux, suppose la connaissance des sections efficaces de collision de toutes ces espèces. Beaucoup doivent être calculées.

Pour les électrons, la conductivité thermique de translation est donnée par (dans l'approximation d'ordre 3) :

$$\lambda_{tr}^{e} = \frac{78}{8} n_e^2 k\left(\frac{2\pi kT}{m_e}\right)^{1/2} \cdot \frac{Q^{22}}{Q^{11}Q^{22} - (Q^{12})^2} \qquad (16)$$

Les coefficients Q^{ij} dépendent des concentrations des espèces en présence et des intégrales de collision entre les électrons et toutes les autres espèces de particules présentes dans le plasma. Le coefficient de translation est donné par :

$$\lambda_{tr} = (\lambda_{tr}^{h})_2 + (\lambda_{tr}^{e})_3 \qquad (17)$$

Pour des questions de convergence dans le calcul, il est généralement nécessaire de calculer λ_{tr}^{e} dans l'approximation d'ordre 3 alors que l'ordre 2 suffit pour les particules lourdes. La figure V.1 donne un exemple de valeurs calculées de λ_{tr} pour les électrons et les particules lourdes pour l'azote, le SF_6 et un mélange de 50 % de chacun de ces deux gaz en fonction de la température entre 5000 K et 15.000K. On constate que la contribution des particules lourdes passe par un maximum. Le calcul ayant été fait pour une pression constante (pression atmosphérique), le nombre de particules neutres décroît par unité de volume lorsque la température augmente d'une part et que le nombre d'électrons croît d'autre part. Par contre, la contribution des électrons est une fonction croissante dans cet intervalle de température.

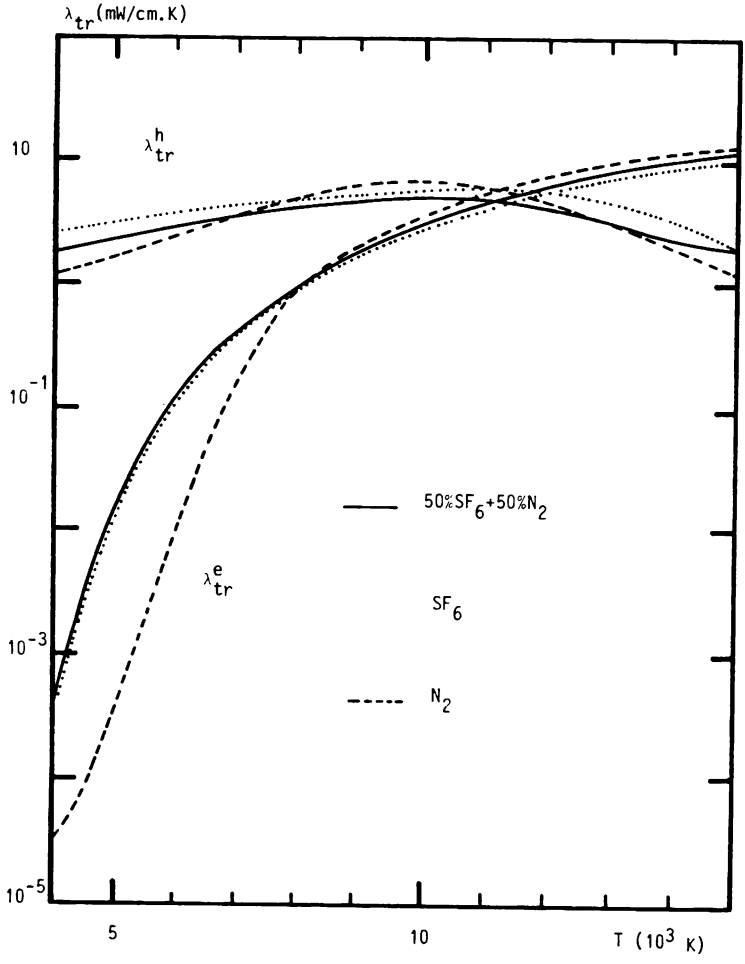


Figure V.1 - Conductivités thermiques de translation des électrons et des particules lourdes dans (N_2), (SF_6) et (50 % N_2 + 50 % SF_6) à la pression atmosphérique

2.4.2.2 - Conductivité thermique de réaction

Jusqu'ici, nous avons supposé que les interactions se limitaient à des collisions élastiques entre particules. La conductivité thermique de

réaction introduit les réactions chimiques. On montre qu'on ne modifie pas les équations de transport et de bilan en remplaçant l'énergie cinétique des particules par l'énergie interne. L'expression des flux reste identique (/17/, page 497). Le formalisme précédent est toujours applicable.

On a vu le rôle essentiel que joue la conductivité thermique de réaction dans le transport d'énergie dans un plasma d'arc dans un gaz moléculaire. Les réactions à prendre en compte sont la dissociation et l'ionisation, et leurs réactions inverses, l'association et la recombinaison. Pour un gaz constitué de ν espèces chimiques entre lesquelles se produisent μ réactions chimiques, la conductivité thermique de réaction s'écrit /8/ :

$$\lambda_R = -\frac{1}{RT^2} \begin{vmatrix} A_{11} & \cdots & A_{1\mu} & \Delta H_1 \\ \vdots & & \vdots & \vdots \\ A_{\mu 1} & \cdots & A_{\mu\mu} & \Delta H_\mu \\ \Delta H_1 & & \Delta H_\mu & 0 \end{vmatrix} \Big/ \begin{vmatrix} A_{11} & \cdots & A_{1\mu} \\ \vdots & & \vdots \\ A_{\mu 1} & \cdots & A_{\mu\mu} \end{vmatrix} \quad (18)$$

ΔH_i représente la variation d'enthalpie due à la $i^{ème}$ réaction.
A_{ij} sont des coefficients qui dépendent de la pression, des intégrales de collision des diverses espèces, des concentrations et des coefficients stoechiométriques.

La figure IV.6 donnait (sur la diffusion et la conduction thermique) l'allure de variation de la conductivité thermique de réaction d'un plasma à la pression atmosphérique entre 1000 K et 15.000 K dans une atmosphère d'azote, de SF_6 et d'un mélange composé de 50 % de chaque gaz. Pour les valeurs de T correspondant aux températures de dissociation de N_2(7.000 K) et SF_6(2.000 K), la conductivité thermique de réaction est nettement plus importante que la conductivité thermique de translation.

Cette capacité de bien conduire l'énergie aux faibles valeurs de T donne au SF_6 des propriétés intéressantes comme gaz de coupure dans les disjoncteurs. Ceci sera repris dans le chapitre consacré aux appareils de coupure.

2.4.2.3 - Conductivité thermique interne

Les molécules ont des degrés internes de liberté (rotation, vibration). En diffusant à l'intérieur de la colonne, elles participent donc par l'intermédiaire du transport de l'énergie correspondant à ces mouvements internes, à la conduction thermique. Il est possible de calculer la conductivité thermique interne d'un mélange de gaz en étendant la théorie d'Euken formulée pour un gaz pur /9/ :

$$\lambda_{int} = \sum_{j=1}^{\nu} \frac{(\lambda_{int})_i}{1 + \sum_{\substack{j=1 \\ j\neq i}}^{\nu} \frac{D_{ii}}{D_{ij}} \cdot \frac{x_j}{x_i}} \qquad (19)$$

D_{ii} et D_{ij} sont les coefficients de diffusion mutuelle (6) $(\lambda_{int})_i$ la conductivité interne du ième composant :

$$(\lambda_{int})_i = P \frac{D_{ii}}{RT} (C^*_{pi} - \frac{5}{2} R) \qquad (20)$$

C^*_{pi}, chaleur spécifique du ième composant à pression constante x_j et x_i les concentrations des particules j et i, P la pression.

La conductivité thermique interne est souvent négligeable devant les conductivités de translation et de réaction. La figure V.2 représente les valeurs calculées de λ_{int} pour un plasma à la pression atmosphérique, entre 1000 K et 15.000 K, d'azote, de SF_6 et d'un mélange constitué de 50 % de chacun de ces gaz. Le coefficient λ_{int} ne dépasse jamais pour N_2, 1 mW/cm.K. Pour le SF_6, dont la molécule se dissocie à basse température (2000 K), il a une valeur très faible, voisine de 5×10^{-2} mW $cm^{-1}K^{-1}$.

A partir de ces données, il est maintenant possible de déterminer λ_{Total} pour un mélange complexe du gaz.

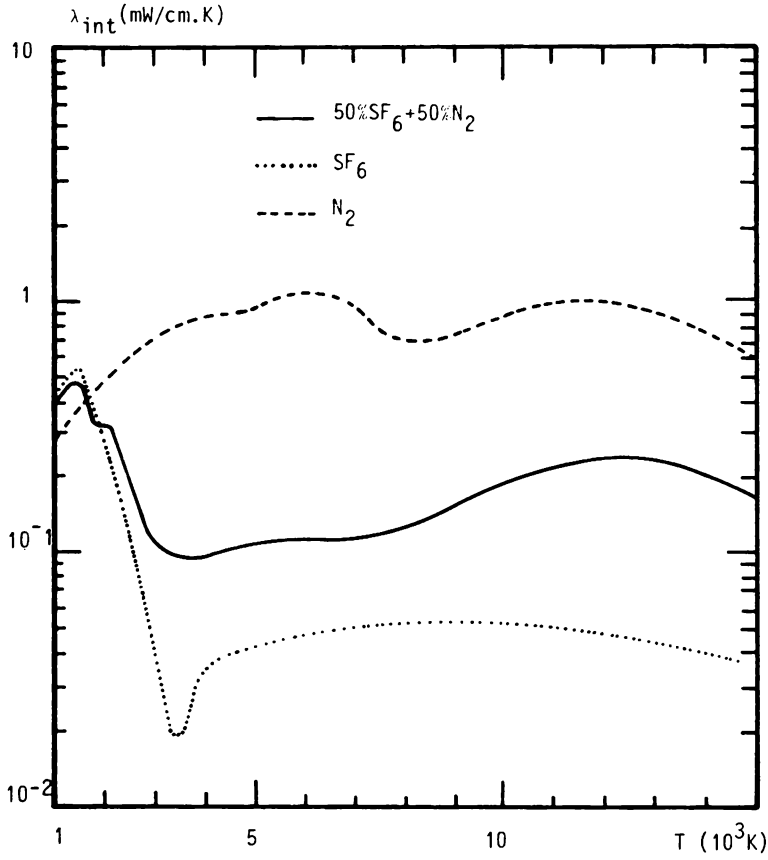


Figure V.2 - Conductivité thermique interne entre 1000 K et 15.000 K pour un plasma à la pression atmosphérique composé de (N_2), de (SF_6) et de (50 % N_2 + 50 % SF_6)

2.4.3 - Conductivité électrique

Partant de l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local, Devoto /7/ a établi la formule permettant de calculer la conductivité électrique dans le cas d'un plasma partiellement ionisé (approximation du troisième ordre) :

$$\sigma = \frac{3}{2} e^2 n^2 \left(\frac{2\pi}{m_e kT}\right)^{1/2} \frac{Q^{11}Q^{22} - (Q^{12})^2}{Q^{00}[Q^{11}Q^{22}-(Q^{12})^2]+Q^{01}(Q^{12}Q^{02}-Q^{01}Q^{22})+Q^{02}(Q^{01}Q^{12}-Q^{02}Q^4)} \quad (21)$$

e charge de l'électron, m_e sa masse et n_e sa densité numérique. Les coefficients Q^{ij} dépendent des densités numériques des diverses espèces et des intégrales de collisions.

La figure V.3 représente en $Mhocm^{-1}$ la conductivité électrique d'un plasma, à la pression atmosphérique, entre 1000 K et 15.000 K, pour l'azote, le SF_6 et un mélange initialement composé de 50 % d'azote et 50 % de SF_6. Remarquons que, pour 4.000 K < T < 8.000 K, la conductivité du SF_6 est meilleure que celle de l'azote, le soufre ayant un potentiel d'ionisation inférieur à celui de l'azote. Le phénomène s'inverse pour T > 9.000 K. En effet, c'est le fluor qui s'ionise et qui contribue à l'augmentation de la densité électronique. Le potentiel d'ionisation du fluor est supérieur à celui de l'azote.

2.4.4 - Viscosité

Si la diffusion représente le transfert de masse, la conductivité électrique le transfert de charges, la conductivité thermique le transfert de chaleur, la viscosité représente le transfert de la quantité de mouvement.

Avec la première approximation de la méthode de Chapman Enskog, la viscosité d'un mélange de ν composants peut s'écrire (/6/, p. 531) :

$$\eta = \begin{vmatrix} H_{11} & \cdots & H_{1\nu} & x_1 \\ \vdots & & \vdots & \vdots \\ H_{\nu 1} & \cdots & H_{\nu\nu} & x_\nu \\ x_1 & & x_\nu & 0 \end{vmatrix} \Bigg/ \begin{vmatrix} H_{11} & \cdots & H_{1\nu} \\ \vdots & & \vdots \\ H_{\nu 1} & \cdots & H_{\nu\nu} \end{vmatrix} \qquad (22)$$

x_i étant la concentration du ième composant, H_{ij} étant des coefficients dépendant des concentrations et des masses des constituants, ainsi que des coefficients de viscosité pour les mélanges binaires.

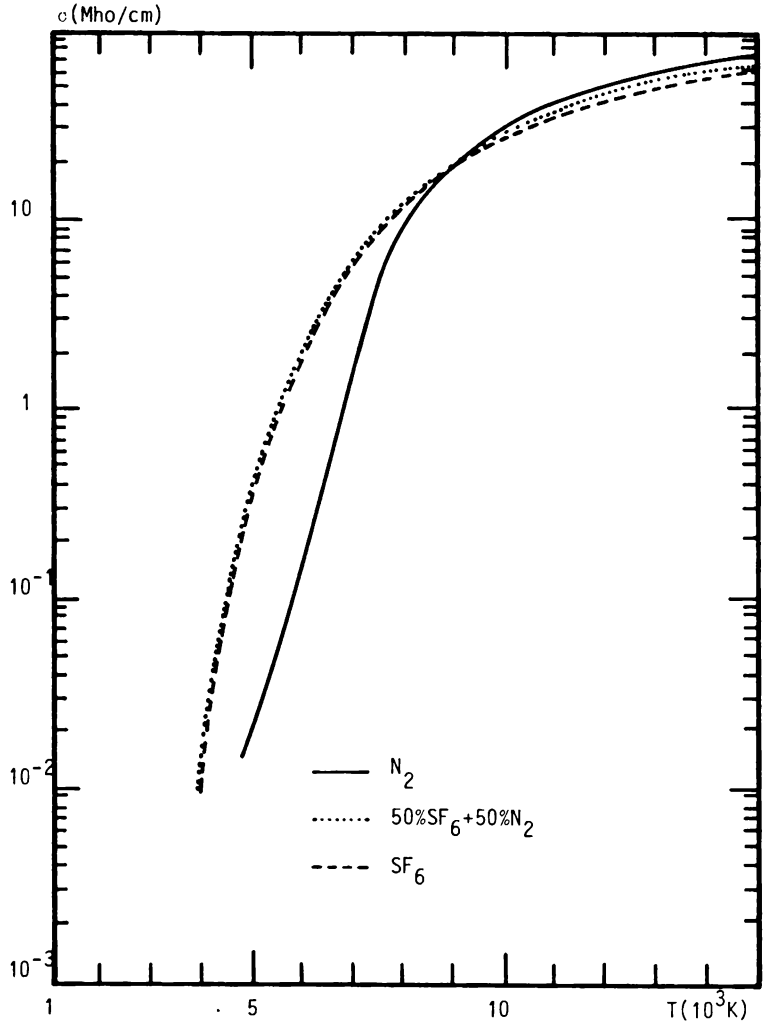


Figure V.3 - Conductivité électrique à la pression atmosphérique de plasmas de (N_2) , de (SF_6) et de (50 % de N_2 et 50 % de SF_6)

La figure V.4 représente la viscosité d'un plasma d'azote à la pression atmosphérique pour 5.000 K < T < 15.000 K. La viscosité est un paramètre important dans les modèles mathématiques des décharges d'arc en écoulement ou soumises à un soufflage - comme dans les disjoncteurs par exemple.

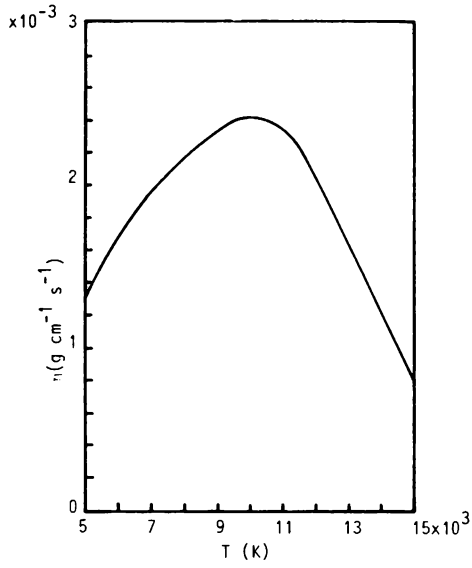


Figure V.4 - Viscosité d'un plasma d'azote à la pression atmosphérique pour 5.000 K < T < 15.000 K

3 - MODELES MATHEMATIQUES APPLICABLES AUX ARCS

3.1 - Introduction

Au moyen des équations et des coefficients de transport définis au paragraphe 2, il est possible d'établir des modèles mathématiques rendant compte dans le temps et dans l'espace de l'évolution des paramètres caractéristiques du plasma de la colonne positive d'un arc. Auparavant, nous allons préciser la notion de modèle, la définition pouvant être très différente suivant que l'on s'intéresse à la physique du plasma ou à des applications de l'arc.

Un modèle mathématique est un ensemble d'équations permettant de déterminer certains paramètres de la décharge et d'en suivre les évolutions en fonction de variables caractéristiques de l'état du plasma. Ils se différencient les uns des autres par le type de paramètres que l'on cherche à déterminer et surtout par leur complexité. En effet, ils ont tous pour point de départ les équations de conservation et de continuité établies à partir de l'équation de Boltzmann et leurs différences proviennent surtout du degré d'approximations introduit dans les calculs.

Un modèle situé en "amont" par rapport aux applications est le modèle dit "collisionnel radiatif" /10/. Utilisant l'équation de conservation des particules démontrée en 2.3.1, ce modèle décrit l'évolution des densités de toutes les espèces présentes dans le plasma en distinguant les espèces excitées en fonction de leur niveau d'excitation. On a donc théoriquement, pour les états excités, autant d'équations qu'il y a de niveaux. On verra qu'il existe, heureusement, une méthode permettant de se ramener à un nombre raisonnable -et fini- d'équations. Ce modèle permet de calculer des coefficients d'ionisation, de recombinaison, de mettre en évidence des écarts à l'équilibre thermodynamique local. C'est un outil puissant et très utilisé, mais qui nécessite des calculs très longs d'une part, et une très bonne connaissance des taux de réaction d'autre part.

Le modèle que l'on pourrait qualifier d'intermédiaire est celui qui est donné par le bilan d'énergie dans la colonne. Il est illustré par l'équation bien connue d'Elenbaas-Heller, mais peut être présenté sous une forme moins simple en tenant compte des phénomènes radiatifs et convectifs. Si le précédent peut être qualifié de modèle "microscopique", le modèle du bilan d'énergie est un modèle macroscopique qui ne fait appel qu'à des grandeurs telles que le champ électrique, le courant, les conductivités électrique et thermique, la viscosité, la puissance rayonnée et la température. Ce modèle est incontestablement le plus couramment utilisé pour déterminer par le calcul, à partir de grandeurs obtenues expérimentalement, les paramètres difficilement accessibles par l'expérience.

Le troisième type de modèle n'est pas foncièrement différent du précédent. Il s'agit également d'un modèle basé sur un bilan d'énergie mais dont les simplifications, poussées à extrême, réduisent son champ d'application à un cas bien précis. C'est le modèle des arcs de coupure appliqué aux disjoncteurs. Il en existe plusieurs versions. Les plus connues sont celles de Cassie /11/ de Mayr /12/ ainsi que celle de Browne /13/ qui réalise une forme de synthèse des deux précédentes. Nous allons reprendre en détail chacun de ces trois types de modèles.

Par opposition au modèle représenté par l'équation d'Elenbaas-Heller, on appelle parfois ce troisième type de modèle, modèle de conductance puisque l'"équation" de l'arc sera introduite dans le système des équations du circuit électrique et que pour l'observateur, l'arc va constituer une conductance variable. Les phénomènes physiques dont il est le siège ne présentent pas le même intérêt que pour les autres modèles. Surtout le modèle collisionnel radiatif.

3.2 - Modèle collisionnel radiatif

Le plasma est composé d'ions, d'électrons et d'atomes (ou de molécules) excitées ou non. Nous allons décrire l'état du plasma en écrivant l'équation de moment zéro de Boltzmann (§ 2.3.1) pour chaque type de particule en distinguant les niveaux excités : On a :

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \nabla \cdot n_j \langle v_j \rangle = \left(\frac{\partial n_j}{\partial t}\right)_{\substack{\text{coll.} \\ \text{rad.}}} \qquad (23)$$

n_j densité numérique d'atomes excités sur le niveau j, $\langle v_j \rangle$ vitesse moyenne de ces atomes ; $\left(\frac{\partial n_j}{\partial t}\right)_{\substack{\text{coll.} \\ \text{rad.}}}$ représente les variations dans le temps de la densité d'atomes excités sur le niveau j par collisions ou par processus radiatifs. A l'état stationnaire, le terme

$$\frac{\partial n_j}{\partial t}$$

est nul. Dans tous les cas, on fait, pour les états excités, l'hypothèse de quasi-stationnarité qui suppose que la durée de vie d'un état excité est suffisamment courte pour que l'atome n'ait pas le temps de diffuser avant de se désexciter. Elle se traduit à l'état stationnaire par :

$$\left(\frac{\partial n_j}{\partial t}\right)_{\substack{\text{coll.} \\ \text{rad.}}} = 0$$

On verra plus loin dans le chapitre consacré à l'arc en extinction que les temps de relaxation des niveaux excités sont de plusieurs ordres de grandeur plus faibles que ceux du niveau fondamental, ce qui justifie l'hypothèse faite.

Remarquons que le nombre de niveaux excités étant théoriquement illimité, il se pose le problème de la limitation du nombre d'équations. Bien souvent, on regroupe sous forme d'un niveau fictif, tous les niveaux ayant même nombre quantique principal. Par ailleurs, lorsque les niveaux approchent de la limite d'ionisation, ils se chevauchent et constituent un pseudo continuum qui conduit à une limitation automatique. Généralement,

le nombre de niveaux pris en compte est compris entre une vingtaine et une cinquantaine. La figure V.5 représente, pour un modèle collisionnel radiatif dans un plasma d'argon, les divers niveaux fictifs regroupés à partir des niveaux réels ayant même nombre quantique principal.

Le terme de collision de l'équation (23) peut être représenté sous une forme très générale par :

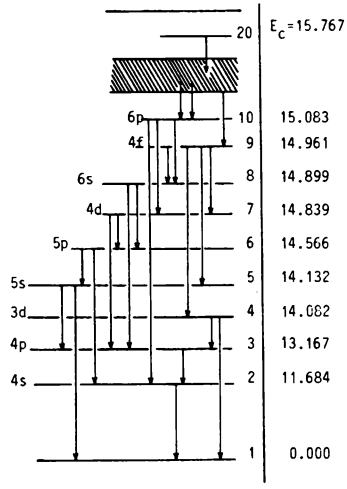


Figure V.5 - Niveaux fictifs (20) de l'argon avec leur potentiel d'excitation choisis pour un modèle collisionnel radiatif

$$\left(\frac{\partial n_j}{\partial t}\right)_{\substack{col \\ rad}} = \sum_{k=1}^{j-1} n_k \left(K_{kj} n_e + L_{kj} n_1\right) + \sum_{k=j+1}^{J_M} n_k \left(K_{kj} n_e + n_1 L_{kj} + A_{kj} \Lambda_{kj}\right)$$

$$+ \beta_j \Lambda_j n_e^2 + S_j n_e^3 + R_j n_e^2 n_1 + \sum_{k=J_M+1}^{N} n_k^e \left(K_{kj} n_e + L_{kj} n_1 + A_{kj} \Lambda_{kj}\right)$$

$$- n_j \left[\sum_{k=1}^{j-1} \left(n_e K_{jk} + n_1 L_{jk} + A_{jk} \Lambda_{jk}\right) + \sum_{k=j+1}^{J_M} \left(n_e K_{jk} + n_1 L_{jk}\right)\right.$$

$$\left. + n_e Q_j + T_j n_1 + \sum_{k=J_M+1}^{N} \left(K_{jk} n_e + L_{jk} n_1\right)\right] \qquad (24)$$

n_1 étant la densité d'atomes sur le niveau fondamental

n_k^e étant la densité d'équilibre des atomes sur le niveau k

n_e densité électronique. Les autres termes sont des taux de réactions que nous allons expliciter en fonction des réactions élémentaires définies au chapitre III. Ils représentent le nombre de réactions qui se produisent par unité de volume et unité de temps. Ils sont définis par les réactions suivantes :

- Excitation et désexcitation par collision électronique :

$$A(j) + e^- \underset{K_{kj}}{\overset{K_{jk}}{\rightleftharpoons}} A(k) + e^- \qquad (25)$$

L'atome passe de l'état excité j à l'état excité k ou inversement :

- Ionisation et recombinaison à trois corps par collision électronique :

$$A(j) + e^- \underset{S_j}{\overset{Q_j}{\rightleftharpoons}} A^+ + e^- + e^- \qquad (26)$$

- Désexcitation spontanée et photo-excitation :

$$A(k) \underset{A_{kj}(1-\Lambda_{kj})}{\overset{A_{kj}}{\rightleftharpoons}} A(j) + h\nu_{kj} \qquad (27)$$

Λ_{kj} représente un facteur de fuite compris entre 0 et 1 qui dépend de l'épaisseur optique moyenne du plasma pour la radiation considérée.

- Recombinaison radiative et photo-ionisation :

$$A^+ + e^- \underset{\beta_j(1-\Lambda_j)}{\overset{\beta_j}{\rightleftharpoons}} A(j) + h\nu \qquad (28)$$

Λ_j est un facteur de fuite pour le rayonnement continu.

- Ionisation et recombinaison à trois corps par collisions atome-atome :

$$A(j) + A(1) \underset{R_j}{\overset{T_j}{\rightleftharpoons}} A^+ + e^- + A(1) \qquad (29)$$

- Excitation et désexcitation par collision atome-atome :

$$A(j) + A(1) \underset{L_{kj}}{\overset{L_{jk}}{\rightleftharpoons}} A(k) + A(1) \qquad (30)$$

Chacun de ces taux de réaction doit être calculé ou mesuré. On a vu que compte tenu des vitesses de relaxation des phénomènes :

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} = 0$$

à l'état stationnaire pour j> 1, l'indice 1 représentant le fondamental.

A ces équations, il faut inclure la loi de Dalton donnant la pression :

$$p = n_e k T_e + (n_i + n_a)\, k T_g \qquad (31)$$

n_i densité ionique et n_a densité des neutres (On a : $n_e = n_i$). Dans certains cas, on considère que $T_e = T_g$ température des particules lourdes.

Ce modèle est généralement utilisé pour trois types d'applications pour lesquelles les paramètres d'entrée sont différents.

a) A partir d'un couple de valeurs (n_e, T_e), on peut écrire les équations qui permettront de déterminer les densités n_j d'atomes neutres excités. Par comparaison, avec les valeurs obtenues en supposant l'équilibre réalisé pour la température T_e considérée, on détermine les écarts à l'équilibre thermodynamique local relatifs aux niveaux excités.

b) Ce modèle, après écriture de toutes les équations, permet de calculer également les densités locales des électrons et des atomes sur les divers niveaux à partir de la connaissance de la température électronique et de la densité de neutres dans l'état fondamental. Il est alors nécessaire d'écrire l'équation de conservation du nombre d'électrons en fonction du coefficient de diffusion ambipolaire D_a :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \left(\frac{\partial n_e}{\partial t}\right)_{\substack{\text{coll.} \\ \text{rad.}}} - \text{div}(D_a \text{ grad. } n_e) \qquad (32)$$

Par comparaison avec les valeurs calculées des densités à l'E.T.L., on peut dans ce cas également, mettre en évidence des écarts à l'équilibre et définir le rôle de la diffusion.

c) En injectant dans les équations la température et la densité électroniques, on peut remonter à certains taux de réaction et tout particulièrement aux coefficients d'ionisation S_j et de recombinaison Q_j qui, intégrés sur tous les niveaux permettent de déterminer les coefficients globaux d'ionisation et de recombinaison qui satisfont l'équation :

$$\nabla n_1 \langle v_1 \rangle = \alpha n_e^3 - S n_e n_1$$

Ces coefficients ont une importance toute particulière dans l'étude de la décharge en extinction.

Remarquons que si ce modèle nécessite une fonction de distribution maxwellienne des vitesses pour que la notion de température garde son sens, aucune autre hypothèse sur l'équilibre thermodynamique n'est faite.

3.3 - Modèles macroscopiques - Equation de bilan d'énergie

3.3.1 - Application des équations de transport au cas de la colonne positive d'un arc électrique

Nous allons maintenant montrer comment, à partir d'hypothèses simplificatrices raisonnables, on peut appliquer à la colonne positive d'un arc électrique les équations (8) de conservation de la masse, (9) du mouvement du gaz et (10) du bilan d'énergie, déduites de l'équation de Boltzmann.

- L'équation (8) de conservation de la masse est directement applicable et peut s'écrire :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \rho v_o = 0 \qquad (33)$$

ρ densité de masse
v_o vitesse du centre de masse

- L'équation (9) du mouvement du gaz peut être simplifiée à partir des hypothèses suivantes :
  . la pression totale est un scalaire,
  . la décharge admet la symétrie de révolution. En règle générale le milieu est supposé uniforme suivant une directrice parallèle à l'axe de la décharge. Les gradients de pression partielle sont radiaux,
  . dans l'équation (9), le terme tenant compte des forces appliquées est négligeable. En effet $\vec{X}_i$ représente le champ électrique qui n'exerce une force que sur les ions et les électrons. Compte tenu des densités relatives des espèces, ce terme peut être négligé en première approximation et l'équation (9) prend la forme :

$$\frac{\partial v_o}{\partial t} + v_o \text{ grad. } v_o + \frac{1}{\rho} \text{ grad. } p = 0 \qquad (34)$$

Dans cette équation, toute influence extérieure est nulle, y compris un soufflage qui induit des frottements dus à la viscosité.

- L'équation (10) du bilan d'énergie peut également se simplifier :
  . la seule force appliquée est le champ électrique. La densité totale de courant j peut s'exprimer par :

$$j = n_i e v_{oi} - n_e e v_{oe} = n_e E(\mu_i + \mu_e)$$

(remarquons que l'on peut écrire $j \simeq n_e \mu_e E$). Le terme $\sum_i n_i(X_i V_i)$ de l'équation (10) peut donc être ramené à jE.

L'équation (10) est relative à l'énergie de translation (énergie totale d'une masse unité dans un système de coordonnées se déplaçant à la vitesse moyenne du centre de masse v_o. Si on veut tenir compte de la vitesse moyenne d'entraînement du flot v_o, il faut ramener cette équation à :

$$\rho(u + \frac{v_o^2}{2})$$

u représentant l'énergie interne par unité de masse et $\rho\frac{v_o^2}{2}$ l'énergie cinétique du flot de particules. On remplace donc dans (10)U^{Tr} par

$(u + \frac{v^2_o}{2})$. En effet, on a dit que l'équation (10) écrite ainsi avec U^{Tr} n'était pas applicable à un mélange de gaz réactifs, mais qu'en remplaçant U^{Tr} par u énergie interne l'équation demeurait valable.
Ceci se démontre aisément en remplaçant $\emptyset_i$ par l'énergie totale (interne + translation). (Référence /6/, page 497). On obtient alors l'équation :

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} (u + \frac{v^2_o}{2}) + \rho \left[v_o \frac{\partial}{\partial r} (u + \frac{v^2_o}{2} \right] = - \frac{\partial}{\partial r} Q - p \frac{\partial v_o}{\partial r} + jE$$

compte-tenu des hypothèses faites sur p.

Ceci peut être encore écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} \quad \rho(u + \frac{v^2_o}{2}) \quad + \text{div} \quad Q + pv_o + \rho v_o (u + \frac{v^2_o}{2}) \quad - JE = 0 \qquad (35)$$

Comme dans l'équation (11) cette équation peut être écrite en fonction de la température. Nous l'expliciterons plus loin dans les calculs.

Ainsi, le groupe d'équations que nous allons avoir à considérer est donc :

$$\frac{\partial}{\partial t} \quad [\rho(u + \frac{v^2_o}{2})] \quad + \text{div} \quad [Q + pv_o + \rho v_o (u + \frac{v^2_o}{2})] - jE = 0$$

$$\frac{\partial v_o}{\partial t} + v_o \text{ grad. } v_o + \frac{1}{\rho} \text{ grad. } p = 0$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \rho v_o = 0$$

$$p_i = n_i kT = \frac{\rho_i}{m_i} kT \qquad p = \sum_i p_i \qquad (36)$$

$$\rho_i = n_i m_i \qquad \rho = \sum_i \rho_i \qquad (37)$$

Remarquons que, ainsi que nous l'avons fait pour établir l'équation (11), nous supposons ici par intermédiaire de l'égalité (36) que l'équilibre thermodynamique (au moins local) est réalisé et que nous n'avons donc qu'une seule température T pour toutes les espèces de particules.

3.3.2 - Equation d'Elenbaas-Heller

Nous allons tout d'abord nous placer dans le cas le plus simple d'une décharge d'arc stationnaire. Supposons par exemple un arc stabilisé par parois fonctionnant sans flux de gaz, à pression constante, à courant constant. Le diamètre de la décharge est alors imposé par celui de la chambre. Par ailleurs, comme dans tout ce qui précède, la puissance rayonnée est supposée négligeable.

Examinons l'équation (35). D'après les hypothèses qui viennent d'être faites, on voit que :

- tous les termes dépendant du temps sont nuls puisque l'arc est stationnaire,
- puisqu'il n'y a pas de soufflage de gaz, la vitesse moyenne d'entraînement du gaz v_0 est nulle.

Il reste donc l'expression :

$$\text{div } Q - jE = 0 \qquad (38)$$

C'est l'équation d'Elenbaas-Heller que l'on représente généralement sous une autre forme.

On a :

$$j = \sigma E \qquad (39)$$

σ étant la conductivité électrique.

Par ailleurs la loi de Fourier nous donne :

$$Q = -\lambda \text{ grad. } T \qquad (40)$$

λ étant la conductivité thermique.

L'équation s'écrit donc :

$$\sigma E^2 + \frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\lambda\frac{dT}{dr}\right) = 0 \qquad (41)$$

puisqu'on a en coordonnées cylindriques :

$$\text{div } \vec{A} = \frac{1}{r} A_r + \frac{\partial A_r}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial A_\emptyset}{\partial \emptyset} + \frac{\partial A_z}{\partial z}$$

D'après les hypothèses faites T est constant suivant z et seule existe la composante suivant r.

En pratique, l'équation (41) est beaucoup moins simple qu'il n'y paraît car σ et λ sont des fonctions parfois très compliquées de la température. (On a supposé ici la pression uniforme).

Remarques :

1 - Compte tenu des approximations faites, cette équation peut paraître trop simple pour décrire un ensemble de phénomènes aussi compliqués que ceux qui se produisent dans la colonne positive d'un arc. En réalité, elle donne des résultats très acceptables lorsque l'arc est peu éloigné de l'E.T.L., stabilisé (R est fixé) et lorsque la puissance rayonnée n'est pas trop importante. (On discutera plus loin ces conditions, certaines étant contradictoires dans certaines conditions).

2 - Cette équation lie σ, λ et $\frac{dT}{dr}$. Elle permet donc de déterminer l'un de ces paramètres (T également), si on connaît les trois autres. Elle est cependant le plus souvent utilisée pour déterminer T(r) ou E, λ et σ étant supposés connus, E pouvant être obtenu à partir de $j = \sigma E$ et du courant de décharge I.
On peut en effet écrire :

$$I = EG$$

G étant la conductance de l'arc, celle-ci s'exprimant à partir de σ :

$$G = 2\pi \int_0^R \sigma(r)\, r\, dr$$

R étant le rayon de la décharge.

3 - La venue des ordinateurs et calculateurs permet maintenant de résoudre cette équation de manière numérique, ce qui n'était guère possible il y a une vingtaine d'années seulement. On devait donc rechercher des solutions analytiques qui introduisaient nécessairement des hypothèses simplificatrices supplémentaires. Ce sont ces solutions que nous discuterons tout d'abord. Il est en effet souvent très intéressant de pouvoir représenter un paramètre de la décharge sous une forme analytique.

3.3.2.1 - Modèle parabolique

Le modèle parabolique est le plus simple que l'on puisse imaginer. On fait deux hypothèses simplificatrices que nous discuterons après :

- σ est indépendant de T (donc de r)
- λ est indépendant de T (donc de r).

λ et σ étant des constantes caractéristiques du gaz, l'équation (41) s'intègre sans difficulté. On obtient :

$$\frac{d^2T}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dT}{dr} = -\frac{\sigma E^2}{\lambda}$$

Après intégration, on obtient :

$$T = C' - \frac{\sigma E^2}{4\lambda} r^2$$

Pour r = 0, on doit avoir la valeur T_0 au centre. Donc :

$$T = T_0 - \frac{\sigma E^2}{4\lambda} r^2 \qquad (42)$$

Remarquons que la valeur de T_o peut être obtenue à partir de la valeur T_W de la paroi qui est connue. On a :

$$T_W = T_o - \frac{\sigma E^2}{4\lambda} R^2$$

Soit :

$$T = T_W + \frac{\sigma E^2}{4\lambda} R^2 - \frac{\sigma E^2}{4\lambda} r$$

L'équation (42), malgré les grandes hypothèses simplificatrices effectuée donne, en première approximation, l'allure générale du profil de température dans un arc.

Revenons sur les deux hypothèses simplificatrices effectuées au début : σ et λ constant.
La figure V.6 a montré les variations de λ du SF_6 et de l'azote en fonction de la température. On voit qu'il est impossible de considérer λ constant en fonction de T. Cependant, les propriétés thermodynamiques d'un plasma d'arc dans un gaz moléculaire, sont étroitement liées à l'intensité du pic de conductivité de réaction (7.000 K pour N_2, 2.000 K pour SF_6) et que la valeur de ce maximum peut être la valeur prise pour λ.

Pour σ le problème est différent. σ est une fonction croissante de n_e. Il faut donc prendre une valeur moyenne pour l'arc dans son ensemble. On reverra ce problème dans le "modèle canal".

3.3.2.2 - Modèle logarithmique

Dans ce modèle, on a également recherché des simplifications extrêmes avec des hypothèses peu réalistes. La première est faite sur σ qui est supposé être une fonction de Dirac c'est-à-dire que l'on a :

$$\sigma = 0 \qquad \text{pour} \qquad 0 < r \leq R.$$

De ce fait, l'équation (20) devient :

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\,\lambda\frac{dT}{dr}\right) = 0 \qquad (43)$$

pour $r \neq 0$. On a donc :

$$r\,\lambda\frac{dT}{dr} = -C$$

C étant une constante positive. A ce stade, il faut faire des hypothèses sur la dépendance de λ avec T. La plus simple consiste à dire évidemment que λ ne dépend pas de T. On a alors :

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{C}{\lambda r}$$

En appelant T_W la température à la paroi, on a :

$$T - T_W = -\frac{C}{\lambda}\,\text{Log.}\,\frac{r}{R} \qquad (44)$$

Cette expression donne une valeur infinie de T sur l'axe. Ce type de représentation donne une bonne approximation du profil T(r) pour les régions proches des parois.

Un raffinement consiste à poser :

$$\lambda = CT^n$$

L'équation (43) donne :

$$rCT^n\frac{dT}{dr} = -A$$

Ainsi après intégration :

$$T^{n+1} - T_W{}^{n+1} = -\frac{(n+1)}{C}\,A\,\text{Log.}\,\frac{r}{R}$$

Ces deux modèles paraboliques et logarithmiques sont très grossiers, mais très utiles pour obtenir des ordres de grandeur. Le modèle le plus utilisé est le modèle canal.

3.3.2.3 - Modèle canal

Ce modèle est une combinaison des deux précédents. Au lieu de considérer la conductivité électrique sous forme d'une fonction de Dirac, ou de lui donner une valeur moyenne constante suivant un rayon, on va supposer qu'elle a la valeur σ jusqu'à une valeur r_c de r. Au-delà, elle est nulle. La conduction s'effectue donc à l'intérieur d'un canal (ionisé) ce qui est plus voisin de la réalité. Pour λ on suppose qu'il y a deux valeurs : λ_c entre o et r_c et λ au-delà. On a donc :

$\sigma = \sigma$ pour $r < r_c$
$\sigma = 0$ pour $r_c < r < R$
$\lambda = \lambda_c$ pour $r < r_c$
$\lambda = \lambda$ pour $r_c < r < R$

Avec ces hypothèses, on voit que on peut utiliser le modèle parabolique pour $r < r_c$ et le modèle logarithmique pour $r_c < r < R$. C'est-à-dire :

- Pour $r < r_c$:

$$T = T_o - (\sigma E^2/4\lambda_c)\, r^2$$

- Pour $r_c < r < R$:

$$T - T_W = -\left(\frac{A}{\lambda}\right) \text{Log.}\, \frac{r}{R}$$

Pour la valeur $r = r_c$ on doit avoir :

$Q_1 = \lambda \frac{dT}{dr}$. La continuité du flux de chaleur conduit à :

$$Q_1 = Q_2 = \lambda_c \left[\frac{\sigma E^2}{2\lambda_c} - \frac{1}{r^3_r}\right] = \lambda \left[\frac{A}{\lambda} \cdot \frac{R}{r_c} \cdot \frac{1}{R}\right]$$

D'où :

$$A = \frac{\sigma E^2}{2} r_c^2$$

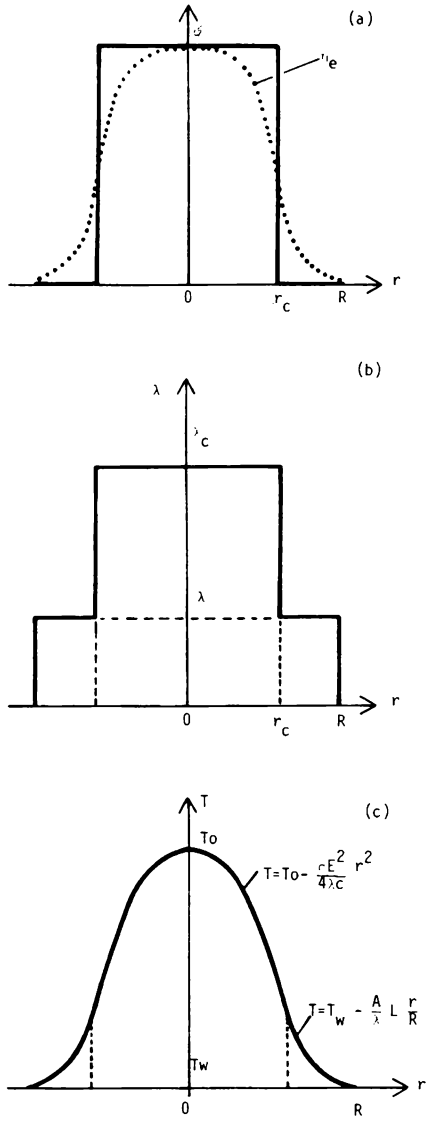


Figure V.6 - Profils de σ, λ et T pour le modèle canal

On voit donc que chaque paramètre peut être connu car il existe autant d'équations que d'inconnues sauf pour r_c. Ce problème a été résolu par Steenbeck qui a énoncé un principe qui porte son nom. Ce principe ne repose apparemment sur aucun fondement physique, mais a donné de très bons résultats.

Principe du minimum de Steenbeck

On choisit arbitrairement différentes valeurs de r_c. On déduit pour chacune d'elles le profil de T et les valeurs de σ, λ_c et λ sont fixées par exemple à partir des valeurs des températures moyennes. Alors, l'hypothèse arbitraire qui est faite est que la valeur de r_c est celle qui conduit à la plus basse valeur de E (provenant de la détermination de σ) pour le courant total donné, le rayon total imposé et la pression donnée.

Cette méthode est très critiquable mais conduit à des résultats excellents qui sont en bon accord avec les résultats expérimentaux et qui recoupent ceux obtenus par méthode numérique.

Discussion de ce principe

Nous discuterons ce principe car on l'a fait intervenir (bien artificiellement semble-t-il) dans d'autres cas que celui de la physique des arcs.

Il ne semble pas que Steenbeck voulait dire autre chose que : le rayon du "coeur" peut être déterminé par la condition que le champ électrique axial a une valeur minimale pour un courant donné ainsi que pour un rayon une pression et une composition donnés. Cependant, Von Engel et Steenbeck ont utilisé implicitement le même principe dans un domaine entièrement différent : la théorie de la chute de tension cathodique dans les décharges luminescentes. Depuis, le minimum de Steenbeck a été utilisé par de nombreux auteurs pour des problèmes très différents (spots anodiques, division du spot, etc...) en général avec précaution. Le principe du minimum de Steenbeck (et sa forme généralisée) peut être exprimé comme suit /14/ :

- "Chaque fois qu'un phénomène d'une décharge électrique semble avoir un choix entre plusieurs configurations, il tend toujours à atteindre celle impliquant la chute de tension minimale".

Cette formulation contient des termes volontairement non scientifiques, car les phénomènes sont toujours entièrement déterminés et le choix n'existe pas.

Remarquons que ce principe est extrêmement arbitraire. En effet, il est né de l'impossibilité de calculer aisément T(r) à une époque où les ordinateurs n'existaient pas. Il n'y a aucune raison pour qu'un principe soit attaché à l'existence d'une grandeur r_c qui est entièrement artifi-

cielle et n'a aucune existence physique. Depuis le développement des moyens de calcul, on a autant d'équations que d'inconnues puisqu'on n'est pas astreint à introduire une variable artificielle supplémentaire, dans la description du plasma d'une décharge d'arc.

En résumé, pour résoudre les problèmes posés, le principe du minimum de Steenbeck a rendu des services inestimables mais sa généralisation à des situations différentes doit être considérée avec la plus extrême prudence.

3.3.2.4 - Potentiel de flux de chaleur

Dans les problèmes de transfert de chaleur, avec une conductivité thermique dépendant de T, il est souvent utile d'introduire une fonction auxiliaire S appelée potentiel de flux de chaleur.

$$S = \int \lambda(T)\, dT \qquad (45)$$

Cette fonction se présente effectivement comme un potentiel de flux de chaleur. En effet :

$$dS = \lambda(T)\, dT$$

En divisant les deux membres par dr :

$$\frac{dS}{dr} = \lambda(T)\, \frac{dT}{dr} = Q$$

La limite inférieure de l'intégration de l'expression (41) est prise égale à T_W température de paroi.

L'équation (41) devient :

$$\sigma E^2 = -\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\,\frac{dS}{dr}\right)$$

Puisque σ et S sont deux fonctions de T, σ peut être considérée comme une fonction de S. Ainsi, il est possible de ramener une caractéristique mesurée E(I) à la fonction $\sigma(S)$ qui donne les informations essentielles sur les coefficients de transport σ et λ inclus dans S.

3.3.2.5 - Application : calcul d'un profil de température et de densité

L'équation (41) dite d'Elenbaas-Heller lie les conductivités électriques et thermiques, la température et le champ. Dans des cas pratiques, on résout numériquement cette équation pour déterminer les profils de température et même le champ électrique à partir des données $\lambda(T)$, $\sigma(T)$ et I intensité du courant. On a l'équation :

$$I = 2\pi E \int_0^R \sigma(T)\, r\, dr \qquad (46)$$

R étant le rayon de la décharge. C'est une des données avec la température T_R à la paroi.

On peut tracer les caractéristiques E(I), connaissant en chaque point les valeurs $\sigma(T)$ et $\lambda(T)$. Pour cela, on se fixe une valeur du champ E_1. On calcule point par point le profil pour une suite de valeurs $T_{01\ldots n}$, sur l'axe, jusqu'à ce que la valeur à la distance R de l'axe soit égale à T_R. Pour la valeur E_1 choisie, on a alors le profil avec la valeur T_{oi} au centre. On recommence avec une autre valeur E_2 ; on a ainsi un autre profil etc... étant entendu que dans chaque cas, la solution ne peut être qu'unique. On a donc par cette méthode les caractéristiques E(I) ainsi que les profils T(r).

Remarque :

L'équation (41) s'écrit :

$$\sigma E^2 + \frac{\lambda}{r}\frac{dT}{dr} + \frac{d\lambda}{dr}\frac{dT}{dr} + \lambda\frac{d^2T}{dr^2} = 0$$

Soit :

$$\sigma E^2 + \frac{\lambda}{r}\frac{dT}{dr} + \frac{d\lambda}{dT}\frac{d^2T}{dr^2} + \lambda\frac{d^2T}{dr^2} = 0$$

Sur l'axe, on a $\frac{dT}{dr} = 0$, seule solution physique acceptable.

Il y a donc indétermination pour le terme $\frac{\lambda}{r}\frac{dT}{dr}$. Remarquons que quand $r \to 0$, on a :

$$\frac{\lambda}{r}\frac{dT}{dr} = \left| \lambda \frac{d^2T}{dr^2} \right|_{r=0}$$

Ainsi, sur l'axe on a :

$$\left| \sigma E^2 + 2\lambda \frac{d^2T}{dr^2} \right|_{r=0} = 0$$

Cette méthode de calcul permet de montrer l'influence des paramètres de transport et plus particulièrement du coefficient de conductivité thermique sur la forme des profils de T. Sur la figure V.7 sont représentés des profils de T pour un arc amorcé dans du SF_6 à la pression atmosphérique pour plusieurs valeurs de l'intensité du courant. On observe sur toutes les courbes une atténuation du gradient pour une valeur comprise entre 2000 K et 3000 K. Sur la figure V.8 sont représentées les mêmes courbes pour un arc amorcé dans l'azote. On observe également une atténuation du gradient, mais ici pour une température comprise entre 7000 K et 8000 K. Dans les deux cas, ce phénomène se produit pour la valeur de λ qui correspond au maximum de conductivité thermique (dû à la conductivité thermique de réaction). Dans le SF_6, ce "plateau" n'est généralement pas visible car il est situé au voisinage de la paroi ou du bord de l'arc. Par contre on le met expérimentalement en évidence dans les plasmas d'arc dans l'azote chaque fois que la température sur l'axe est supérieure à la valeur de T correspondant au maximum de conductivité thermique de réaction.

L'argon n'a pas de composante de λ due à la réaction. Le profil de T dans l'argon se présente donc toujours sous la forme d'une courbe continuement décroissante entre l'axe et la paroi, sans point d'inflexion.

Ce phénomène est général. Tous les gaz qui présentent un λ avec un maximum (ce sont les gaz moléculaires, la réaction étant la dissociation) ont un profil de T avec un "plateau" plus ou moins marqué, situé dans une région de l'arc où la conductivité thermique est plus forte que dans les régions voisines, ce qui conduit à une atténuation des gradients de température.

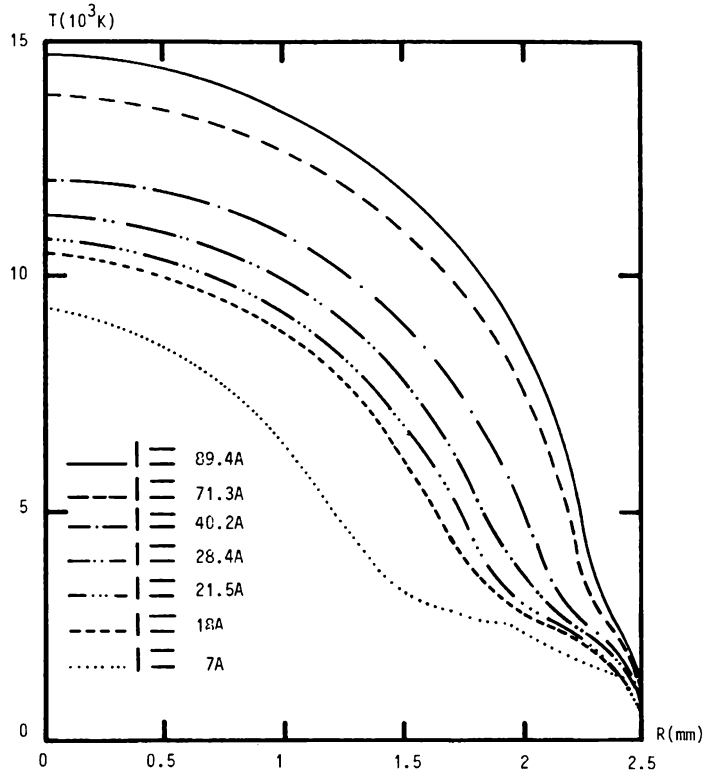


Figure V.7 - Variations radiales de la température pour différentes valeurs de l'intensité du courant dans un plasma de SF_6 pur

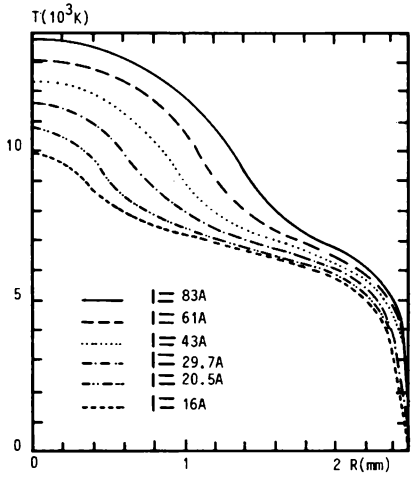


Figure V.8 - Variations radiales de T dans l'azote à la pression atmosphérique (R = 2,5 mm)

Malgré les simplifications apportées pour établir la relation (41), la comparaison entre les profils calculés T(r) et les profils expérimentaux montre un très bon accord tant que la puissance rayonnée émise par la colonne peut être négligée. Les figures IV.4 et IV.5 montrent bien qu'au-delà d'une valeur de la température sur l'axe (dépendant pour un courant donné du diamètre de l'arc), il n'est plus raisonnable de négliger le rayonnement qui devient un phénomène prépondérant.

Profils de densité

L'arc électrique étant une décharge dont le plasma est proche de l'équilibre thermodynamique local, les profils de densité sont le plus souvent déterminés à partir de la connaissance du profil de température. Les lois classiques de l'équilibre et la connaissance des propriétés atomiques du gaz de remplissage permettent de déterminer la composition du plasma point par point.

Profils de densités des particules neutres

Globalement, les particules neutres ont une densité qui croît de l'axe de la décharge au bord. Ceci est dû au fait que la température suit une loi décroissante et que, à pression égale, la densité de particules est plus élevée à basse température qu'à haute température. Par ailleurs, le degré d'ionisation est plus élevé sur l'axe que sur les bords.

Profils de densité des particules chargées

Le flux Γ_e des électrons est égal au flux Γ_i des ions :

$$\Gamma_e = \Gamma_i = \Gamma = - D_a \frac{dn}{dr}$$

avec $n_i(r) = n_e(r) = n(r)$.

Par ailleurs, l'équation de continuité donne la relation :

$$\mathrm{div}(nv) = \nu_i n$$

v étant la vitesse de diffusion ambipolaire et ν_i la fréquence de collisions ionisantes.

Si on suppose que D_a et ν_i ne dépendent pas de r et qu'il n'existe pas d'autre terme de perte que la diffusion, on obtient l'équation :

$$\frac{d^2n}{dn^2} + \frac{1}{r}\frac{dn}{dr} + \frac{\nu_i}{D_a} n = 0$$

C'est une fonction de Bessel d'ordre zéro qui s'annule une première fois pour la valeur 2,405 de l'argument. En prenant comme condition aux limites sur la paroi :

$$J_o \left(R \sqrt{\frac{\nu_i}{D_a}}\right) = 0$$

on a :

$$R \sqrt{\frac{\nu_i}{D_a}} = 2{,}405$$

et la solution s'écrit :

$$n(r) = n_o J_o(2{,}405 \frac{r}{R})$$

Cette solution permet de donner une forme analytique au profil de densité à partir de la valeur n_o sur l'axe. Cependant, si ceci peut constituer une approximation parfois tolérable, le fait de négliger la recombinaison comme processus de perte conduit à une analyse peu rigoureuse. La solution générale est beaucoup plus compliquée. Il n'est pas possible de limiter la relation donnant n(r) à un seul terme. Le profil n'est généralement pas représenté par une équation de Bessel d'ordre zéro. (On appelle le terme d'ordre zéro, le mode fondamental, les autres termes de la série étant appelés modes supérieurs.

3.3.2.6 - Influence de la puissance rayonnée

On a déjà signalé les grandes difficultés qui existent pour évaluer la puissance rayonnée dans la décharge d'arc en raison de sa très forte inhomogénéité. Dans les disjoncteurs qui fonctionnent à une pression plus élevée que la pression atmosphérique, la décharge est de courte durée, mais de très grande puissance. Les modèles mathématiques qui veulent décrire le bilan d'énergie doivent intégrer la puissance rayonnée. Nous allons montrer sur un exemple d'arc à forte pression (30 atmosphères) et fort courant (2.800 A) l'influence considérable du rayonnement /15/.

Des études récentes ont montré que, dans un arc de disjoncteur les pertes d'énergie dans la région axiale sont dominées par les pertes par

radiation. Cependant, ces radiations sont partiellement réabsorbées dans les zones froides de l'arc. Ainsi, malgré un processus radiatif dominant, l'énergie électrique est plus employée pour produire le plasma que pour créer des radiations qui s'échappent de la décharge.

On a vu dans le chapitre consacré au rayonnement de l'arc, la nature de ce rayonnement ainsi que les conditions de sa réabsorption. L'équation (41) ne tient pas compte de ce terme de perte que l'on peut simplement ajouter au terme de perte par conduction :

$$\sigma E^2 = -\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\lambda\frac{dT}{dr}\right) + \frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(rF_R\right) \qquad (47)$$

F_R étant le flux de radiation avec :

$$\vec{F}_R(r) = \int_\nu \int_{4\pi} I_\nu \left(\vec{r},\vec{n}\right) \vec{n}\, d\Omega\, d\nu \qquad (48)$$

le calcul étant explicité en 3.2.2 du chapitre consacré au rayonnement.

On trouve dans la littérature des données sur la puissance rayonnée pour les gaz les plus couramment utilisés, ce qui permet, en ajustant les coefficients d'absorption pour les faire correspondre à ses propres conditions expérimentales, de calculer les profils de température. Pour montrer l'importance des radiations à forte puissance sur le profil de T nous avons porté sur la figure V.9, T(r) pour les conditions données plus haut (30 Atm, 2800 A dans l'air) dans trois cas : on néglige les radiations, on suppose qu'elles s'échappent toutes de la décharge et enfin on introduit un coefficient d'absorption. On voit la différence considérable qui existe sur la valeur T_o et sur la forme du profil entre le cas où on suppose qu'il n'y a pas de rayonnement ($T_o \simeq 100.000$ K) et le cas où on suppose qu'il n'y a pas de réabsorption ($T_o \simeq 15.000$ K). Le cas intermédiaire étant évidemment le plus réaliste.

Cet exemple montre que l'équation d'Elenbaas-Heller sous la forme la plus simple (Eq. 41) est inadaptée aux arcs de puissance. Il montre également que le résultat final sera très dépendant du coefficient de réabsorption du rayonnement et que l'incertitude sur ce résultat sera toujours importante.

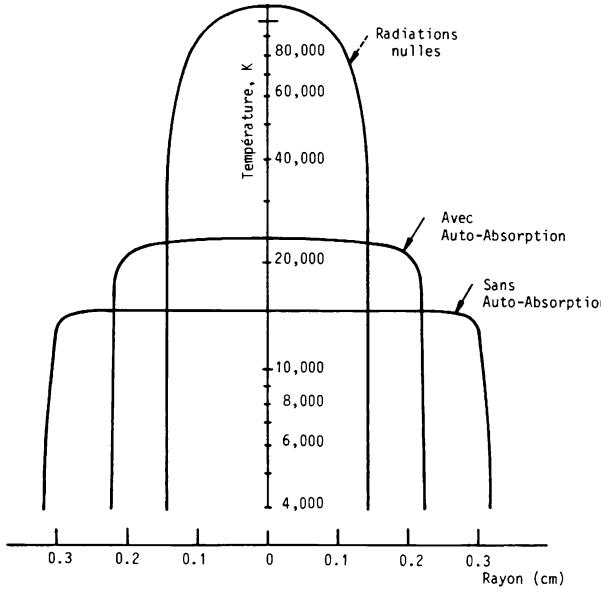


Figure V.9 - Influence de l'absorption des radiations sur la forme du profil de température dans un arc de puissance d'après /15/

3.3.3 - Modèles de conductance

Les modèles qui relèvent du type "conductance" ont, comme le modèle Elenbaas-Heller, l'équation de bilan d'énergie (35) pour point de départ. Nous conserverons les notations généralement utilisées dans ce type de modèle.

3.3.3.1 - Modèle de MAYR /12/

L'arc est considéré comme un cylindre de rayon constant. La température varie avec r et avec t. La conductivité thermique est constante ainsi que la température de paroi. Le plasma est en équilibre thermodynamique et la conduction est effectuée par les électrons. Une hypothèse très importante est que la dissipation de l'énergie dans la colonne est faite par conduction. Compte tenu de toutes ces simplifications, l'équation (35) peut s'écrire :

$$\frac{dQ_T}{dt} = \vec{j}.\vec{E} - \mathrm{div}(\lambda \overrightarrow{\mathrm{grad}}\, T) \qquad (47)$$

Q_T est l'énergie totale contenue dans la colonne par unité de volume.

Toutes les grandeurs sont rapportées à l'unité de volume ou à l'unité de longueur d'arc. L'équation (47) peut être écrite sous la forme :

$$\frac{dQ_T}{dt} = UI - N_o \qquad (48)$$

N_o étant l'énergie perdue dans la colonne par unité de temps et de volume. La température de paroi étant constante, N_o est constante. Compte tenu des hypothèses faites, la conductivité électrique σ est une fonction exponentielle de l'énergie Q_T. En posant :

$$R = U/I \qquad (49)$$

U tension d'arc et I courant d'arc, on a :

$$R = R_o \exp. (- Q_T/Q_{oT}) \qquad (50)$$

R_o et Q_{oT} étant des constantes qui dépendent des conditions de fonctionnement. Q_{oT} est la quantité d'énergie supplémentaire par unité de volume qu'il faut injecter dans la colonne pour diviser sa résistance par e. Ainsi :

$$\frac{dQ_T}{dt} = - \frac{Q_{oT}}{R} \frac{dR}{dt} \qquad (51)$$

L'équation (48) devient :

$$\frac{Q_{oT}}{R} \cdot \frac{dR}{dt} = - UI + N_o \qquad (52)$$

Soit :

$$\frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dt} = \frac{N_o}{Q_{oT}} - \frac{RI^2}{N_o \frac{Q_{oT}}{N_o}} \qquad (53)$$

Q_{oT}/N_o, homogène à un temps est appelé constante de temps θ de l'arc. On a donc :

$$\frac{1}{R^2}\frac{dR}{dt} - \frac{1}{\theta}\cdot\frac{1}{R} + \frac{I^2}{N_o\theta} = 0 \qquad (54)$$

avec le courant I = i(t).

Cette équation est parfois présentée sous une autre forme :

$$\frac{d}{dt}\ln\frac{1}{R} + \frac{1}{\theta}\left(\frac{UI}{N_o} - 1\right) = 0 \qquad (55)$$

En traçant $-\frac{d}{dt}\ln\frac{1}{R}$ en fonction de UI, l'équation de MAYR est une droite dont les points d'intersection avec les axes donnent les valeurs θ et N_o qui sont les paramètres du modèle.

Remarquons que la quantité 1/R est souvent représentée par la conductance G de l'arc. Signalons enfin que dans le modèle de Mayr, deux zones sont distinguées. Elles sont cylindriques et coaxiales. Dans la première, la température est variable mais la conductivité thermique constante, dans la deuxième, extérieure à la première la conductivité électrique est nulle.

3.3.3.2 - Modèle de CASSIE /11/

Comme dans le modèle de MAYR, l'arc est supposé de symétrie cylindrique. Ici, la température dans une section droite de la colonne est supposée uniforme et indépendante du temps. L'hypothèse très importante - et qui rend ce modèle fondamentalement différent du précédent est que l'énergie est évacuée par le fluide de soufflage par convection. On peut alors ramener l'équation (35) à une équation du type /16/ :

$$C\frac{dS}{dt} = \sigma U^2 - P_o S \qquad (56)$$

S étant la section de la colonne, C l'énergie nécessaire pour accroître la température d'une unité de volume de l'arc, P_o est la puissance dissipée par convection par unité de volume, U est la tension d'arc. Remarquons que toutes les grandeurs ainsi écrites se rapportent à l'unité de longueur d'arc.

En régime statique, l'équation (56) devient :

$$\sigma U_o^2 = P_o S \qquad (57)$$

ou U_o représente la tension statique de l'arc. La conductivité σ étant supposée constante, il en est de même de la puissance dissipée P_o.

Puisque la conductance G (en Ω^{-1}.cm) est liée à la conductivité σ (en $\Omega^{-1}cm^{-1}$) par la relation :

$$G = \sigma S \qquad (58)$$

on a :

$$\frac{dG}{dt} = \sigma \frac{dS}{dt} \qquad (59)$$

En portant dans l'équation (56), on a :

$$\frac{d}{dt}(\ln G) = \frac{1}{\theta}\left(\frac{U^2}{U_o^2} - 1\right) \qquad (60)$$

La constante de temps d'arc θ est représentée par l'expression :

$$\theta = \frac{C}{P_o}$$

Ici encore, si on représente dans un plan de coordonnées d $(\frac{\ln G}{dt})$ en fonction de U^2, la représentation de l'équation dynamique de l'arc est une droite dont les points d'intersection avec les axes sont respectivement U_o^2 et $-1/\theta$. On a donc le carré de la tension statique de l'arc et l'inverse de la constante de temps en lecture directe. Ce sont les paramètres recherchés.

Si on compare les résultats obtenus par ce modèle aux résultats expérimentaux, on ne trouve pas un accord excellent. Cela est évidemment dû aux hypothèses trop simplificatrices effectuées.

3.3.3.3 - Modèle de BROWNE /13/

Le modèle de BROWNE n'est pas à proprement parler un modèle original dans la mesure où il est une synthèse des deux modèles précédents.

On considère généralement que les processus de coupure dans un disjoncteur se produisent en trois périodes distinctes :

- pendant la première, l'arc est établi et la forme du courant est essentiellement imposée par les éléments du circuit,
- dans la deuxième période, il y a une interaction forte entre l'arc et le réseau et leurs impédances ont des valeurs comparables. La tension d'arc joue donc un rôle essentiel sur la forme du courant,
- pendant la troisième phase, la conductivité du plasma d'arc a chuté et la "résistance d'arc" devient très forte. La tension aux bornes du disjoncteur est donc dépendante de la nature du circuit amont.

Dans son modèle mathématique, BROWNE a effectué les trois hypothèses suivantes :

- la période d'interaction est négligeable. Ceci ne se justifie que par un soucis de simplification,
- pendant la période qui précède le zéro de courant l'arc "suit" le modèle de CASSIE. C'est la phase de soufflage maximum et la convection peut jouer un rôle plus important que la conduction,
- pendant la période qui suit le zéro de courant, l'arc "suit le modèle" de MAYR, la convection jouant alors un rôle moins important que la conduction thermique.

3.3.3.4 - Conclusion

D'autres modèles ont été proposés afin de limiter au maximum l'influence néfaste des trop grandes approximations qui sont effectuées dans les modèles de MAYR ou de CASSIE. Ces modèles, plus élaborés, doivent alors prendre en compte des phénomènes plus complexes - contraction de l'arc, variation de la conductivité avec la température, etc... et injecter dans les équations des grandeurs beaucoup plus difficilement accessibles - enthalpie, section droite de l'arc, etc... Ces modèles, plus proches sans doute de la réalité physique des phénomènes, perdent ainsi ce qui en fait

leur qualité essentielle : la facilité d'utilisation. Il est clair que l'arc étant extrêmement difficile à décrire, un choix s'impose au niveau du modèle : si le modèle est très simple, il ne sera pas rigoureux. Si on choisit un modèle rigoureux, il sera inutilisable pour une application telle que celle des appareils de coupure. C'est la raison pour laquelle, malgré ses imperfections, on continue d'utiliser les modèles dits de conductance, et plus particulièrement celui de MAYR qui donne une approximation acceptable du comportement de l'arc au moment de son extinction.

Références du chapitre V

/1/ R.S. COHEN, L.Jr. SPITZER, P. Mc. R. ROUTLY
Phys. Rev. 80, 2, (1950), 230-238

/2/ L. Jr. SPITZER, R. HARM
Phys. Rev. 89, 5, (1983), 977-981

/3/ J. BURGERS
"Statistical plasma mechanics", Symposium of plasma dynamics,
Addison-Wesley Puk.Co., Reading, Mass. 1960, 164-169

/4/ H. GRAD
V C.I.P.I.G. Vol. II. Amsterdam (1962), 1630-1649

/5/ T. KOGA
III Int. Symp. on Raref. Gas dynamics, Vol. I, Accord. Pres.
N.Y. (1963), 75-93

/6/ J.O. HIRSCHFELDER, C.F. CURTISS, R.B. BIRD
"Molecular theory of gases and liquid". J. Wiley et Sons, New-York
(1954)

/7/ R.S. DEVOTO
Phys. of Fluids 10 (1967), 2105

/8/ J.N. BUTLER, R.S. BROKAW
J. Chem. Phys. 26 (1957), 1636

/9/ A. EUKEN
Z. Phys., 14 (1913) 324

/10/ D.R. BATES, A.E. KINGSTON, R.W.P. Mc WHIRTER
Proceedings of the Royal Society, 267 A (1962) 297

/11/ A.M. CASSIE
C.I.G.R.E. n° 102 (1939)

/12/ O. MAYR
Z. Elektrotechn : (D) 64, 49-50, (1943), 645

/13/ T.E. BROWNE
Trans. A.I.E.E. 77 (1959° 1508

/14/ M.F. HOYAUX
"Arc Physics" Springer Verlag, Berlin (1968)

/15/ J.J. LOWKE, E.R. CAPRIOTTI
J. of Quant. Spect. and Rad. Transf. 9 (1969) 207

/16/ W. LEGROS
"Séminaire sur les arcs électriques et leurs applications industrielles" (ADERD,EDF), Milly-La-Forêt, 22 (1973)

CHAPITRE VI

ETUDE DE L'EXTINCTION DE L'ARC

I - INTRODUCTION

On admet parfois que l'arc est éteint lorsque le courant est nul. Cette définition est imparfaite car dans un arc fonctionnant en courant alternatif, le courant s'annule deux fois par période et se ré-amorce pour une valeur de la tension appliquée inférieure à la tension disruptive du gaz utilisé. Il est donc préférable de dire qu'un arc est éteint lorsque l'espace inter-électrodes a récupéré ses propriétés diélectriques. Ceci revient à dire que l'extinction de l'arc s'effectuera en deux étapes :

- annulation du courant d'arc. Elle peut être obtenue en annulant la tension appliquée ou en étirant la colonne. La première méthode est couramment utilisée en laboratoire, où un thyristor, placé aux bornes des électrodes court-circuite la décharge lorsqu'il est rendu passant, et dérive le courant dans un circuit parallèle. La deuxième méthode est celle qui est utilisée dans les appareils de coupure. En étirant la décharge, on augmente la tension à ses bornes. Lorsque celle-ci devient du même ordre de grandeur que la tension d'alimentation, la décharge n'est plus entretenue et l'arc s'éteint.
- récupération de la rigidité diélectrique. Cette deuxième phase du mécanisme d'extinction fait appel aux processus élémentaires qui ont été décrits plus haut. Sur un plan macroscopique, l'extinction consiste à amener l'énergie interne à la valeur de celle du gaz neutre à la température ambiante. Au plan microscopique, l'extinction est un ensemble de phénomènes complexes entre les processus de recombinaison, d'ionisation, d'excitation, de rayonnement et de diffusion. Tous ces phénomènes ont des temps de relaxation qui leurs sont propres, et il est très intéressant d'en connaître l'ordre de grandeur pour pouvoir le comparer, par exemple, à un temps d'écartement de contacts, ou pour vérifier la validité d'une hypothèse.

2 - ORDRES DE GRANDEUR DES TEMPS DE RELAXATION DE QUELQUES PROCESSUS ELEMENTAIRES

Nous choisissons de calculer les temps de relaxation de quelques processus élémentaires dans un arc d'argon à la pression atmosphérique (T_e = 10^4K ; n_e = 1,5 x $10^{16}cm^{-3}$; n_a = 7 x $10^{17}cm^{-3}$). On suppose que ces phénomènes ne sont pas corrélés, ce qui est inexact, mais permet de calculer un ordre de grandeur tout à fait acceptable. Par ailleurs, ces ordres de grandeurs et surtout leurs valeurs relatives restent valables pour des conditions de fonctionnement autres que celles données dans cet exemple.

- Temps de relaxation des électrons :

C'est le temps caractéristique pour lequel les électrons de densité n_e et de température T_e rétablissent une distribution maxwellienne après une perturbation de leur fonction de distribution de vitesse f.

$$\frac{\partial f(V_e)}{\partial t} = \frac{f(v_e) - f^\circ(v_e)}{\tau_{ee}}$$

τ_{ee} correspond à l'inverse de la fréquence de collision électron - électron ν_{ee}. D'après /1/, cette fréquence s'écrit :

$$\nu_{ee} = n_e \frac{8\sqrt{\pi}}{3} \left(\frac{m_e}{kT_e}\right)^{3/2} \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_o m_e}\right)^2 \text{Log. } \Lambda$$

Log. Λ étant le logarithme coulombien :

$$\text{Log. } \Lambda = \text{Log } \frac{\lambda_D}{b_o}$$

λ_D est la longueur de Debye et b_o le paramètre d'impact à 90°.

$$\text{Log. } \Lambda = 1{,}24\ 10^7 \left(\frac{T^3}{n_e}\right)^{1/2} \qquad (T \text{ en K } n_e \text{ en } cm^{-3})$$

Soit :

$$\nu_{ee} = 5\ n_e T_e^{-3/2}\ \text{Log} \left| 1{,}24.10^7 \left(\frac{T^3}{n_e}\right)^{1/2} \right|$$

On trouve :

$$\tau_{ee} \simeq 3.10^{-12} \text{ s}$$

- Temps de collision élastique électron-ion τ_{ei}

C'est le temps qui sépare deux collisions du type :

$$e + A^+ \underset{\leftarrow}{\rightarrow} e + A^+$$

Il correspond au libre parcours moyen divisé par la vitesse des électrons :

$$\tau_{ei} = \frac{\lambda_{ei}}{v_e} \quad ; \quad \lambda_{ei} = \frac{1}{Q_{ei} n_e} \quad ; \quad \tau_{ei} = \left(\frac{m_e}{3kT_e}\right)^{1/2} \cdot \frac{1}{Q_{ei} n_e}$$

$$\tau_{ei} \simeq 2.10^{-12} \text{ s}$$

- Temps de collision électron-atome neutre τ_{eo}

τ_{eo} correspond à la réaction :

$$e + A \underset{\leftarrow}{\rightarrow} e + A$$

Cette réaction a une grande importance puisqu'on sait que ce sont les électrons qui puisent leur énergie dans le champ électrique pour la transmettre aux particules lourdes et contribuer ainsi à l'établissement de l'E.T.L.

$$\tau_{eo} = \frac{\lambda_{eo}}{v_e} = \left(\frac{m_e}{3kT_e}\right)^{1/2} \cdot \frac{1}{Q_{eo} n_a}$$

On trouve :

$$\tau_{eo} \simeq 6.10^{-11} \text{ s}$$

- Temps d'équipartition des énergies électron-ion t_{ei} par collisions élastiques

On l'appelle aussi temps de refroidissement des électrons. Cette constante de temps est importante. Elle définit le temps que mettra une population d'électrons pour transférer par exemple un excès d'énergie aux ions lorsque T_e et T_i n'ont pas la même valeur à l'instant initial. Ce temps t_{ei} est défini par :

$$\frac{\partial}{\partial t}(T_e - T_i) = \frac{1}{t_{ei}}(T_e - T_i)$$

En une seule collision, les électrons ne transfèrent qu'une fraction de leur énergie W_e :

$$\frac{\Delta W_e}{W_e} = \frac{2M_e m_e}{(M+m_e)^2} \simeq \frac{2m_e}{M}$$

La totalité de l'énergie est donc transférée en $\frac{M}{2m_e}$ collisions.

$$t_{ei} = \frac{M}{2m_e}\tau_{ei}$$

On trouve :

$$t_{ei} \simeq 2.10^{-7}\ s$$

- Temps de relaxation des niveaux excités τ_m :

Le temps caractéristique τ_m pour l'établissement d'un équilibre thermodynamique local partiel entre les atomes excités sur un niveau de nombre quantique principal m, ceux excités sur les niveaux n > m et les électrons est égal au temps de relaxation du niveau m. Rappelons que τ_m est le temps nécessaire pour le retour à un état d'ETL partiel après un changement brusque de n_e ou de T_e. La quantité τ_m est calculée par /2/ :

$$\tau_m \simeq \frac{4,6.10^7}{n_e.m^4}\left(\frac{kT_e}{E_H}\right)^{1/2} \times \emptyset_1^{-1}$$

E_H est le potentiel d'ionisation de l'hydrogène et $\emptyset_1$ une fonction tabulée par l'auteur /2/.

Pour les niveaux métastables et de résonance 4 s, on trouve :

$$\tau_{4s} \simeq 2{,}3.10^{-10} \text{ s}$$

Pour les niveaux 4p plus proches de la limite d'ionisation, ce temps de relaxation est évidemment plus court :

$$\tau_{4p} \simeq 1{,}6 \times 10^{-11} \text{ s}$$

- <u>Temps de relaxation du niveau fondamental par recombinaison et par ionisation</u>

Le temps caractéristique de recombinaison est /2/ :

$$\tau_R = - \frac{1}{\alpha n_e}$$

α étant le coefficient de recombinaison à deux corps. Celui de l'ionisation est :

$$\tau_I = \frac{1}{S n_e}$$

S est le coefficient d'ionisation.

Le temps de relaxation du niveau fondamental, ou le temps de relaxation collisionnel radiatif, s'écrit sous la forme :

$$\frac{1}{\tau_{CR}} = \frac{1}{\tau_I} + \frac{1}{\tau_R}$$

Deux cas sont à considérer :

- le plasma est optiquement mince :

$$\tau_{CR} \simeq 7 \times 10^{-6} \text{ s}$$

- le plasma est épais pour les raies de résonance et optiquement mince pour les autres, ce qui correspond à peu près à la situation réelle d'un plasma d'arc dans l'argon pour les conditions choisies :

$$\tau_{CR} \simeq 4 \times 10^{-5} \text{ s}$$

Ces valeurs comparées aux précédentes, relatives au temps de relaxation des niveaux excités, explique et justifie l'hypothèse de quasi-stationnarité faite dans le modèle collisionnel radiatif. Pour qu'elle soit valable, il fallait que les temps de relaxation des niveaux excités soient faibles devant ceux du niveau fondamental et devant celui des électrons libres.

- Temps d'équipartition des énergies électron-atome t_{eo} par collision élastiques

$$t_{eo} = \frac{M}{2m_e} \tau_{eo}$$

On trouve :

$$t_{eo} \simeq 2.10^{-6} \text{ s}$$

- Temps de relaxation dû à la conduction thermique τ_{th}

Ce temps correspond à la constante de temps de la conduction thermique. Il s'écrit sous la forme :

$$\tau_{th} = \frac{R^2}{(2,405)^2} \frac{1}{\chi}$$

χ est la diffusivité thermique du plasma reliée à sa conductivité thermique λ par la relation :

$$\chi = \frac{\lambda}{\rho C_p}$$

ρ et C_p sont les densités et chaleurs spécifiques à pression constante. Pour l'argon dans les conditions citées plus haut :

$$\tau_{th} = 3.10^{-4} \text{ s}$$

- Temps de relaxation dû à la diffusion ambipolaire τ_{amb}

Ce temps est égal au carré de la longueur de diffusion divisé par le coefficient D_a. On peut écrire :

$$\tau_{amb} \simeq \left(\frac{R}{2,405}\right)^2 \times \frac{1}{D_a}$$

On trouve :

$$\tau_{amb} \simeq 6.10^{-4} \text{ s}$$

Lorsqu'on interrompt brutalement la tension appliquée aux bornes d'un arc, les électrons cessent de puiser leur énergie dans le champ. La différence de température $T_e - T_g$ entre les électrons et les particules lourdes va donc disparaître et les ordres de grandeurs des processus élémentaires qui viennent d'être calculés nous permettent de faire les remarques suivantes :

- le temps d'équipartition de l'énergie entre électrons et particules lourdes (~ 1 µs) est plus court que le temps de relaxation des densités électroniques (et des particules neutres). On peut donc considérer que pendant la phase d'équipartition de l'énergie, les densités restent constantes.
- Lorsque $E \Rightarrow 0$, $T_e \Rightarrow T_g$, les électrons cèdent leur énergie aux particules lourdes jusqu'à la thermalisation de toutes les particules. Le chauffage des particules lourdes dû au refroidissement des électrons est négligeable. Ainsi, la température du gaz peut être considérée comme inchangée à la fin de la phase de thermalisation.

3 - DECROISSANCE DE LA TEMPERATURE

3.1 - Calcul de la vitesse de décroissance de T

Une étude très macroscopique peut permettre à partir des modèles de Cassie ou de Mayr que nous venons de voir, de donner l'allure de la variation de la conductance de l'arc pendant l'extinction de la décharge. On en a alors une représentation analytique, mais très grossière. Lorsqu'on veut étudier l'évolution de la température en fonction du temps, il n'est pas possible de donner à T(t) une représentation analytique car les équations qui régissent les phénomènes sont trop compliquées. On peut cependant écrire les équations dépendant du temps et trouver la dépendance de T avec le temps en fonction des paramètres de la décharge. De là, on cherche les solutions numériques.

Nous allons utiliser les équations (33), (37) et (35) du chapitre V :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \rho v_o = 0 \qquad (1)$$

$$\frac{\partial v_o}{\partial t} + v_o \text{ grad. } v_o + \frac{1}{\rho} \text{ grad. } p = 0 \qquad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho(u + \frac{v_o^2}{2}) + \text{div } [Q + p v_o + \rho v_o (u + \frac{v_o^2}{2})] - jE = 0 \qquad (3)$$

A partir de la relation $\text{div}(a\vec{A}) = a\text{div}\vec{A} + \vec{A}\,\overrightarrow{\text{grad}}\, a$, et sachant que

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_o \frac{\partial}{\partial r}$$

on arrive à la relation :

$$\rho \frac{du}{dt} + p \text{ div } v_o + \text{div } Q - jE = 0 \qquad (4)$$

Plaçons-nous dans le cas d'une décharge en extinction dans laquelle le champ électrique est nul.

Il est plus intéressant d'exprimer l'évolution du plasma en fonction de l'enthalpie spécifique plutôt qu'en fonction de l'énergie interne. On sait que :

$$h = u + pV$$

Nous allons exprimer l'enthalpie (comme l'énergie interne) par unité de masse. On a donc :

$$u = h - \frac{p}{\rho} \qquad (5)$$

L'équation (4) devient :

$$\rho \frac{du}{dt} + p \operatorname{div} v_o + \operatorname{div} Q = \rho \frac{dh}{dt} + \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} - \frac{dp}{dt} + p \operatorname{div} v_o + \operatorname{div} Q = 0$$

Sachant que la relation (1) peut s'écrire :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v_o \frac{\partial \rho}{\partial r} = - \rho \operatorname{div} v_o \qquad (6)$$

on a la nouvelle relation :

$$\rho \frac{dh}{dt} - \frac{dp}{dt} + \operatorname{div} Q = 0 \qquad (7)$$

Cette relation bien connue est l'équivalent de l'équation de bilan d'énergie dans une forme très simplifiée et en l'absence de forces appliquées.

On avait supposé le champ électrique nul, E = 0. Supposons maintenant que lorsque la température décroît, la compensation de pression due à la diffusion radiale se produit quasi-instantanément de telle sorte que la pression est maintenue constante dans tout le volume de la décharge. On a donc :

$$\frac{dp}{dt} = 0$$

On a alors :

$$\rho\frac{dh}{dt} + \text{div } Q = 0$$

On peut encore écrire cela :

$$\rho\frac{\partial h}{\partial t} + \rho v_o\frac{\partial h}{\partial r} + \text{div } Q = 0$$

$$\rho\frac{\partial h}{\partial T} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} + \rho v_o\frac{\partial h}{\partial T} \cdot \frac{\partial T}{\partial r} + \text{div } Q = 0$$

Par définition, nous avons :

$$(\frac{\partial h}{\partial T})_p = C_p$$

C_p représente la chaleur spécifique à pression constante.

En explicitant le terme de diffusion thermique, on a la relation :

$$\rho\, C_p\frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p v_o\frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\lambda\frac{\partial T}{\partial r}) - 4\pi\varepsilon_N \qquad (8)$$

On a rajouté dans cette formule le terme de rayonnement comme dissipation d'énergie.

Remarque :

Il est clair qu'il y a d'autres formules pouvant donner les variations des paramètres du plasma pendant l'extinction. Par exemple, on trouve les variations en fonction des C_v, chaleur spécifique à volume constant :

$$\rho C_v\frac{\partial T}{\partial t} + \rho v_o C_v \text{ grad } T + \left[p - \rho^2(\frac{\partial u}{\partial \rho})_T \right] \text{div } V + \text{div } Q = 0$$

Sachant que si C est la vitesse du son, on a :

$$C^2 = \frac{C_p}{C_v}(\frac{\partial p}{\partial \rho})_T$$

ou encore :

$$-\rho^2 \left(\frac{\partial u}{\partial \rho}\right)_T = -\rho^2 C^2 \frac{C_v}{C_p} \left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_T$$

A partir de l'équation (8), on peut déterminer numériquement les variations T(t). /3/. Il y a cependant un petit problème qui se pose dû à la présence de la vitesse v_o que l'on peut éliminer par un artifice /3/.

On montre que :

$$v_o = -\frac{1}{r} \int_0^r r' \frac{\partial \rho / \partial T}{\rho^2 C_p} \left| \frac{1}{r'} \frac{\partial}{\partial r'} \left(r' \lambda \frac{\partial T}{\partial r'}\right) - 4\pi \varepsilon_N \right| dr' \qquad (9)$$

En reportant l'expression de v_o dans l'équation (8), on a l'allure de variation de T(t) en fonction de paramètres connus :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho C_p} \cdot \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(r \lambda \frac{\partial T}{\partial r}\right) - 4\pi \varepsilon_N + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \int_0^r r' \frac{\partial \rho / \partial T}{\rho^2 C_p} \left[\frac{\partial}{\partial r'} r' \lambda \frac{\partial T}{\partial r'} - 4\pi \varepsilon_N \right] dr'$$

Les variations T(t) sont obtenues par une méthode numérique utilisant un procédé de prédiction correction. La méthode est la même que celle exposée plus haut et qui a permis, par exemple, le tracé des profils de température à l'état stationnaire.

Les résultats obtenus peuvent être représentés de plusieurs façons. La figure VI.1 montre l'évolution en fonction du temps de la température sur l'axe d'arcs brûlant dans des gaz différents à partir de courants différents à l'état stationnaire.

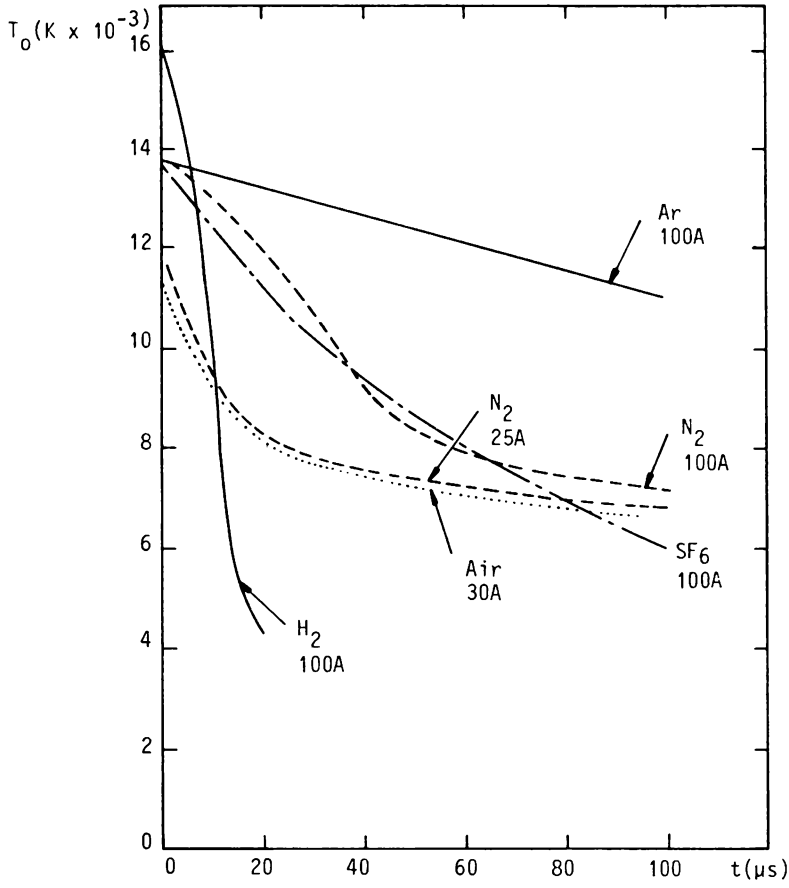


Figure VI.1 - Décroissance théorique de la température axiale /3/

On constate que l'argon a une courbe qui décroît de façon monotone et lente. Le SF_6 décroît plus rapidement et régulièrement. Par contre, l'azote (et l'air) décroissent très rapidement dans un premier temps, jusqu'à ce que la température atteigne la valeur 8.000 K environ. A partir de là, la courbe se redresse et la décroissance est plus lente. Ce phénomène se remarque bien lorsqu'on trace les profils de température instantanés dans un arc d'azote en extinction (figure VI.2). Durant les 50 premières microsecondes, la décroissance est rapide. La température sur

l'axe décroît jusqu'à 8.000 K environ. A partir de cet instant, la décroissance est plus lente. Remarquons également que la forme des profils n'est pas la même et que le plateau a disparu. On a vu que ce plateau se produit à une valeur de T voisine de celle du pic de réaction du coefficient de conductivité thermique.

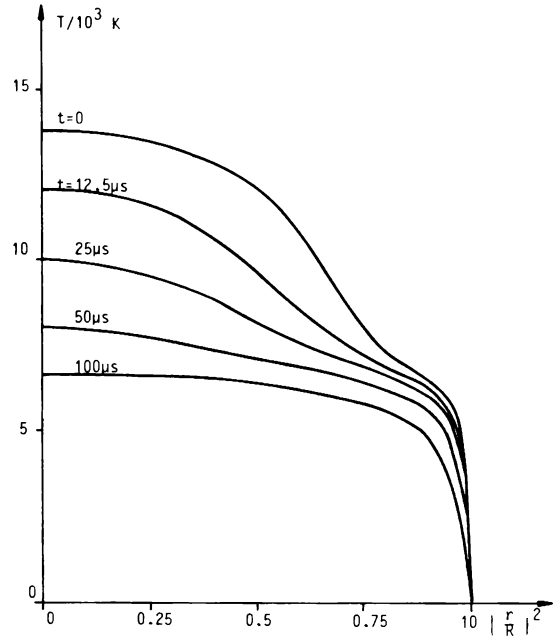


Figure VI.2 - Profils radiaux de température dans un arc dans l'azote en différents instants de l'extinction (d'après /5/)

3.2 - Relation entre la vitesse de décroissante et la conductivité thermique de réaction

Dans de très nombreux cas, l'arc n'a pas la possibilité d'augmenter son diamètre lorsque le courant augmente, soit parce qu'il s'agit d'un arc stabilisé par parois, soit comme dans le cas des disjoncteurs, il est amorcé dans une buse qui impose son diamètre à celui de la décharge. Dans ces conditions, la zone très proche de la paroi joue un rôle très actif dans la vitesse d'extinction de l'arc en liaison directe avec la conductivité thermique de réaction. C'est le problème que nous allons traiter.

On voit sur la figure VI.1 que la vitesse de décroissance de T (donc de la conductivité électrique) varie beaucoup avec chaque gaz. On sait l'importance de la composante due à la conductivité thermique de réaction dans la conductivité thermique totale. La forme des coefficients de conductivité en fonction de la température permet de comprendre la forme de T(t). La figure VI.3 montre les variations avec T de la conductivité thermique totale pour plusieurs gaz (ceux étudiés à la figure VI.1). Un gaz atomique comme l'argon présente un λ qui croît uniformément avec T.

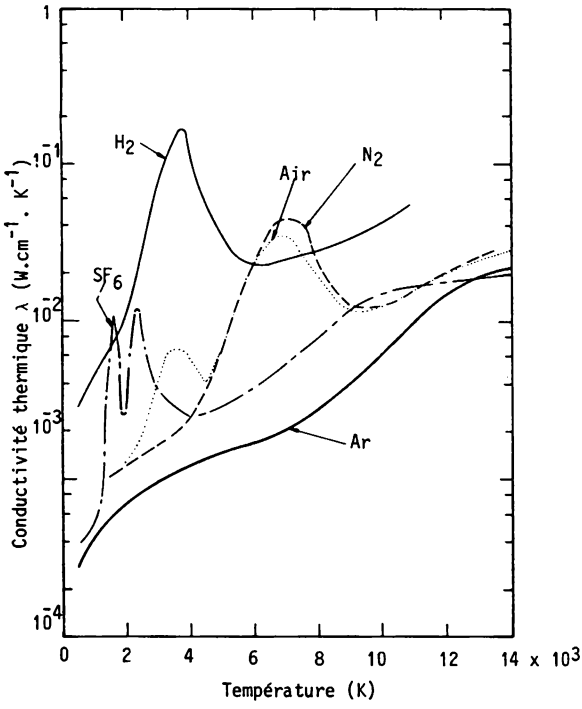


Figure VI.3 - Valeurs théoriques de la conductivité thermique en fonction de T pour plusieurs gaz à la pression atmosphérique (d'après /3/)

Aucune réaction chimique du type de la dissociation ne peut contribuer au transport d'énergie. Par contre, l'azote présente un fort maximum pour une température voisine de 8.000 K qui correspond à la dissociation de la molécule N_2

$$N_2 \rightleftarrows N + N$$

Cette dissociation se produit pour V_d = 9,756 eV.

Le SF_6 présente des maxima pour une température basse, de l'ordre de 2.000 K et qui correspondent aux dissociations des molécules (SF_6, SF_5, SF_4, etc...). Ainsi les gaz moléculaires présentent, pour leurs λ, des maxima importants correspondant aux dissociations. Une formule empirique a pu être trouvée concernant la constante de temps d'arc et le premier maximum (présenté sur la figure VI.3) de λ dû à la réaction de dissociation /4/. On a :

$$\frac{1}{\theta} \simeq 0{,}28\ \lambda_{react.} \qquad (10)\ (\text{en cgs } \lambda = \text{erg cm}^{-1}\text{s}^{-}\text{K}^{-1}$$

Que signifie l'apport réactionnel dans la conductivité thermique ? Suivant l'équation de Fourier pour le flux thermique :

$$\vec{Q} = - \lambda \overrightarrow{\text{grad}\ T}$$

l'énergie transportée par conduction thermique est proportionnelle à λ et à grad T. On sait que λ rassemble les composantes dues à :

- conductibilité thermique de translation,
- conductibilité thermique par diffusion de l'énergie de réaction,
- conductibilité thermique par thermodiffusion.

Les coefficients de diffusion thermique sont très faibles et le troisième type de conduction est négligeable. C'est le deuxième type de conduction qui apporte la plus grande contribution. Il faut comprendre par réaction tous les types tels que dissociation, ionisation, excitation. Le transfert d'énergie s'effectue de la façon suivante pour une molécule par exemple : dans la zone où T est suffisante, les molécules se dissociant captent de l'énergie qui est transportée par les produits de dissociation et sera libérée ailleurs lors de la recombinaison.

Dans un arc, la température axiale T_o est supérieure à $T_{réact.}$. Ainsi la zone de réaction où les processus de dissociation prédominent, présente un anneau cylindrique très mince où règne un faible gradient de T, puisque d'après l'équation de Fourier pour écouler une certaine quantité de chaleur, il faut un fort gradient si λ est faible et inversement. L'importance de l'énergie s'écoulant d'un arc détermine la vitesse de refroidissement. La relation empirique (10) montre que cette vitesse est

conditionnée par la quantité d'énergie qui peut être transportée sous forme d'énergie de réaction. Comme la conduction est faible à la périphérie de l'arc, on en déduit que l'énergie transportée dans la zone de réaction par les produits de réaction n'est pas délivrée aux zones suivantes (mauvaises conductrices) par recombinaison, mais est acheminée jusqu'à la paroi par les produits de réaction eux-mêmes. Cela se traduit par un écart important à l'ETL dans ces zones /4/.

3.3 - Transfert de l'énergie dans l'arc en extinction

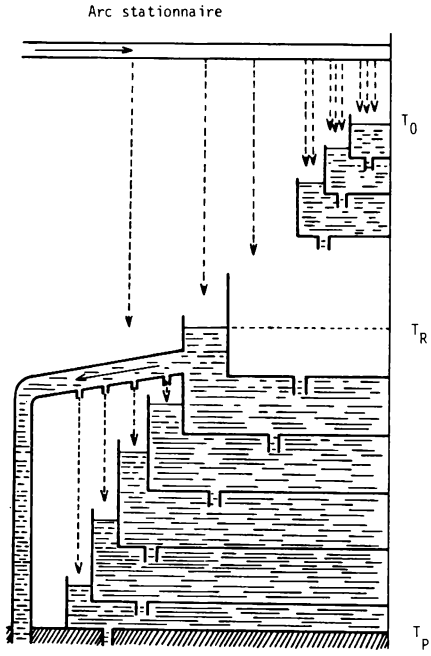


Figure VI.4 - Modèle schématisant l'écoulement de l'énergie dans l'arc en extinction (d'après /4/)

On suppose généralement que dans les arcs à courant suffisant (quelques dizaines d'A au moins), il existe l'ETL. Il subsiste des doutes pour les zones marginales à forts gradients. Dans ces zones, les temps d'équilibre des réactions peuvent être très perturbés et devenir très grands (production des oxydes d'azote par le procédé Birkeland-Eyde). La formule empirique (10) montre que la plus grande partie de l'énergie acheminée vers la paroi l'est par diffusion à partir des zones de réaction. C'est un processus hors d'équilibre.

On peut donc proposer le modèle suivant pour la conduction thermique : à l'extérieur des zones de réaction, le transport de l'énergie a lieu essentiellement par conduction thermique de translation et de réaction normale. Si, pour certains arcs (stabilisés par paroi par exemple), il y a des gradients assez raides pour T, les éléments de la réaction diffusent à travers les zones où ils ne pourraient parvenir en présence d'ETL. La plus grande partie arrive ainsi à proximité ou au niveau de la paroi où l'énergie de réaction est libérée par recombinaison.

On peut visualiser ce modèle à partir d'une analogie hydraulique représentée figure VI.4. Des réservoirs cylindriques situés les uns dans les autres représentent les zones d'arc. La T est indiquée par la hauteur du fluide, la quantité d'énergie par la quantité de fluide. La quantité de fluide qui s'écoule d'un récipient à l'autre est proportionnelle au flux d'énergie transmis. En fonction de ce qui a été dit plus haut, il faut faire apparaître un pontage conduisant à un écoulement supplémentaire jusqu'à la paroi à partir de la zone de réaction. Dans l'arc stationnaire, il s'écoule constamment du fluide vers les différents récipients conformément aux lois de l'équilibre de telle manière que le fluide qui parvient aux récipients soit égal en quantité au fluide qui s'écoule.

A la coupure, les réservoirs se vident. Ce phénomène correspond à la chute de conductivité. L'écoulement supplémentaire dû à l'énergie de réaction ne pourra s'écouler que tant que la hauteur du fluide est supérieure à T_R. Pour les températures sur l'axe plus basses que T_R, cette possibilité de transfert disparaît et l'écoulement doit s'effectuer par les ouvertures du fond, c'est-à-dire par conduction thermique de translation. Ce type de pontage est valable pour d'autres réactions et également pour l'énergie rayonnée.

Ceci explique bien la forme et l'allure des courbes de la figure VI.1. Pour l'argon qui n'a pas d'énergie de réaction, on a une décroissance monotone. Par contre, pour l'azote, tant que la température sur l'axe est supérieure à 8.000 K environ, on a une décroissance rapide grâce au pontage efficace de l'énergie de réaction. Lorsque T_o passe au dessous de 8.000 K la conduction thermique s'effectue normalement par diffusion et la vitesse de décroissance de la température diminue. Pour le SF_6 ceci est également vrai mais le pontage s'effectuant à 2.000 K environ, la vitesse d'extinction de l'arc dans le SF_6 est très rapide jusqu'à ce que T_o atteigne 2.000 K. C'est ce qui fait l'énorme supériorité du SF_6. Car, à

cette valeur de T_o la densité électronique est très basse, et dans les applications aux disjoncteurs on n'a plus à craindre de réamorçage diélectrique lors de l'application brutale de la tension transitoire de rétablissement (TTR).

Remarque :

Le modèle qui vient d'être décrit est surtout valable pour les arcs stabilisés par parois car ils n'ont pas la possibilité d'augmenter leur surface extérieure lorsque le courant croît, comme les arcs libres. Cependant, bien qu'il soit sans doute moins important, ce mécanisme de transfert est encore valable dans les arcs libres (où les gradients sont moins importants dans les zones marginales).

Références du chapitre VI

/1/ M. MITCHNER, C.H. KRUGER
"Partially Ionized Gases" Wilay Interscience (1973) New-York

/2/ H.W. DRAWIN
"Progress in plasma and gas electronics", Ed. R. Rompe et M. Steenbeck, AcademiVerlag (Berlin) 1 (1974)

/3/ J.J. LOWKE, R.E. VOSHALL, H.C. LUDWIG
J. of Appl. Phys. 44, 8, (1973) 3513

/4/ W. HERTZ
Z. für Phys. 245 (1971) 105

/5/ W. HERMANN
Z. Naturforsch 28a (1973), 443

CHAPITRE VII

INFLUENCE DES VAPEURS METALLIQUES ISSUES DES ELECTRODES
ARC DANS LE VIDE - HAUTE PRESSION

1 - ARC DANS LE VIDE

1.1 - Définition

Compte-tenu des définitions qui ont été données pour la décharge d'arc, le terme d'"arc dans le vide" paraît être un non sens. Dans une décharge, le courant entre les électrodes provient de la dérive des particules dont la présence exclue la notion de vide. En réalité, un arc dit "dans le vide" fonctionne dans la vapeur métallique issue des électrodes et le terme "dans le vide" sous entend simplement qu'avant l'amorçage de la décharge, le milieu dans lequel sont les électrodes est le vide. Le terme d'"arc dans le vide" est donc une commodité de langage.

1.2 - Généralités

Le vide constituant un diélectrique parfait, il est apparu que l'on pouvait interrompre un courant traversant deux électrodes initialement en contact, en les séparant dans une ampoule où règne un vide poussé. Des études très nombreuses ont été faites sur le sujet, mais à ce jour les disjoncteurs à vide ne supplantent pas sur le marché, les disjoncteurs à gaz. Cette question sera traitée plus en détail dans la partie consacrée aux applications.

Lors de la séparation des contacts, on observe la formation d'un arc dans l'atmosphère constituée par les vapeurs métalliques émises par le matériau d'électrode. Le libre parcours moyen des particules étant ici très grand, celles-ci dérivent dans la chambre à partir du point source que constitue l'électrode émettrice. Ainsi, contrairement à un arc ordinaire fonctionnant par exemple dans l'air à la pression atmosphérique, l'arc dans le vide ne comporte pas de colonne aux contours nettement marqués. Le plasma diffuse dans la chambre, et pour des courants suffisamment élevés, il peut atteindre les parois où se forme une gaine positive comme dans les

décharges à basse pression (décharges à haute fréquence par exemple). La tension entre électrodes varie avec le courant et le matériau. Elle est de l'ordre de 12 Volt pour le calcium, 20 Volt pour le cuivre et 25 Volt pour le molybdène pour un courant d'une centaine d'Ampères /1/.

C'est au niveau des électrodes que se situent les phénomènes les plus importants que sont les mécanismes d'amorçage, d'émission et d'érosion. Ce sont eux qui constituent la quasi-totalité des recherches en cours, les mécanismes d'émission des électrons à la cathode, par exemple, n'étant pas à ce jour totalement expliqués.

1.3 - Amorçage de l'arc

1.3.1 - Amorçage à partir d'une émission par effet de champ

L'émission d'électrons à partir d'une surface supposée idéalement plane nécessite des champs électriques dépassant 10^{10} Vm^{-1}, ce qui, même pour des électrodes placées à une distance de l'ordre de 1 mm par exemple, nécessiterait l'application d'une tension d'amorçage irréaliste. En réalité, la surface d'un métal comporte des aspérités, de l'ordre du µm, capables de produire localement une augmentation d'un facteur 100 du champ électrique. Pour produire un tel effet, le rayon de courbure de la pointe doit être de l'ordre de 10^{-7} cm. La figure VII.1 montre la surface d'une lame d'acier supposée plane.

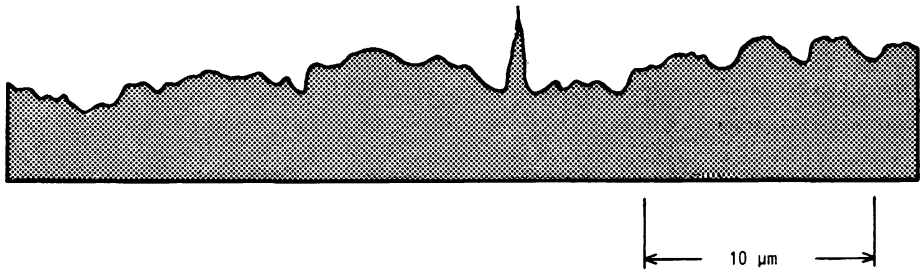


Figure VII.1 - Aspects de la surface d'une plaque d'acier supposée plane (d'après /2/)

A partir de l'extrémité des aspérités métalliques, les électrons peuvent être extraits par effet de champ si la distance inter-électrodes est suffisamment faible et la tension appliquée suffisamment élevée. Bien qu'il existe quelques divergences sur certains points, il est admis que le claquage par effet de champ se produit de la façon suivante : à partir d'une aspérité métallique sur la cathode, des électrons sont émis et gagnent l'anode provoquant l'émission d'ions positifs qui viennent à la cathode. La charge d'espace produite par le nuage d'ions positifs conduit à une augmentation du champ et accélère le processus de claquage. Nous verrons plus loin que le site émissif a une durée de vie courte et que les phénomènes thermiques apparaissent rapidement.

1.3.2 - Amorçage par contact

Nous avons vu au chapitre I comment il était possible d'amorcer un arc en écartant deux électrodes initialement en contact. Ce procédé est applicable aux arcs dans le vide. Remarquons que c'est celui qui engendre l'arc dans les cartouches de disjoncteur à vide. Le procédé a été décrit par Holm /3/. La tension aux bornes des électrodes pendant l'écartement des contacts est représentée sur la figure VII.2. Il s'agit d'une vision idéalisée des choses dans laquelle chaque phénomène est décrit dans sa chronologie. V_0 représente la tension due à la résistance de contact qui reste constante tant que les points d'ancrage sont assez nombreux et que la surface de contact n'est plus établi que par l'intermédiaire d'un pont.

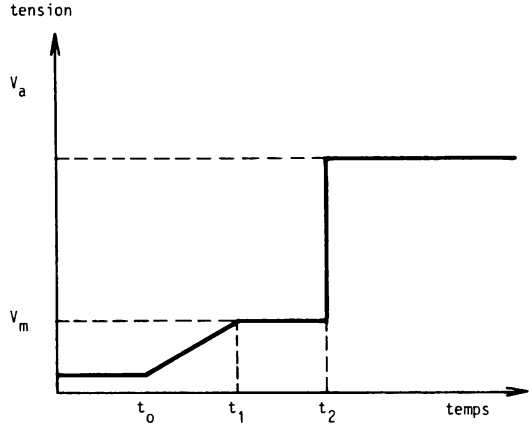


Figure VII.2 - Variation de la tension pendant l'écartement des contacts /3/

Si nous supposons que le système fonctionne à courant constant, au fur et à mesure que les électrodes vont s'écarter, la température va s'élever dans le pont conducteur, dont la résistance va croître. La tension va également croître jusqu'à l'instant t_1 où l'on atteint la température de fusion. Le pont fondu s'allonge. Sa température étant constante, la résistance l'est également. La tension V_m reste fixe jusqu'au moment où les phénomènes de vaporisation et de volatilisation font disparaître le pont dans un processus d'explosion. Il se forme alors un milieu très dense et très conducteur, à partir des atomes de métal, qui permet le passage du courant malgré la disparition du pont. La tension d'arc est généralement voisine d'une vingtaine de volts. Nous verrons plus loin les mécanismes d'entretien de l'arc.

Remarque :

En laboratoire, on amorce parfois l'arc entre une électrode principale et une électrode auxiliaire, à partir d'un effet de champ, puis on transfère l'arc sur les électrodes principales. Ce procédé ne fait cependant pas appel à un processus physique différent de ceux que nous venons de voir.

1.4 - Phénomènes aux électrodes

1.4.1 - Phénomènes à la cathode

L'observation, au moyen d'une caméra rapide, de la surface de la cathode d'un arc dans le vide, fait apparaître l'existence de points brillants, isolés, de faible dimension, se déplaçant à grande vitesse, pouvant se diviser et disparaissant brutalement pour réapparaître ailleurs. Ces points sont les spots cathodiques. Ce sont les sites émissifs pour les électrons. Leur nombre varie avec le courant et la nature du matériau. On admet généralement que pour les forts courants, on observe environ un spot pour 100 A avec une électrode de cuivre. Les densités de courant estimées pouvant dépasser 10^8 $A.cm^{-2}$, la théorie de l'émission purement thermique ne pouvait plus être retenue. On a donc assisté à la publication d'un nombre important de théories différentes pour expliquer ce phénomène. Nous ne retiendrons ici que ce qui est généralement admis.

1.4.1.1 - Mécanismes d'émission T.F.

Reprenons un peu plus en détail les notions abordées dans le chapitre consacré aux mécanismes d'émission. La figure VII.3 représente l'énergie potentielle de l'électron au voisinage de la surface.

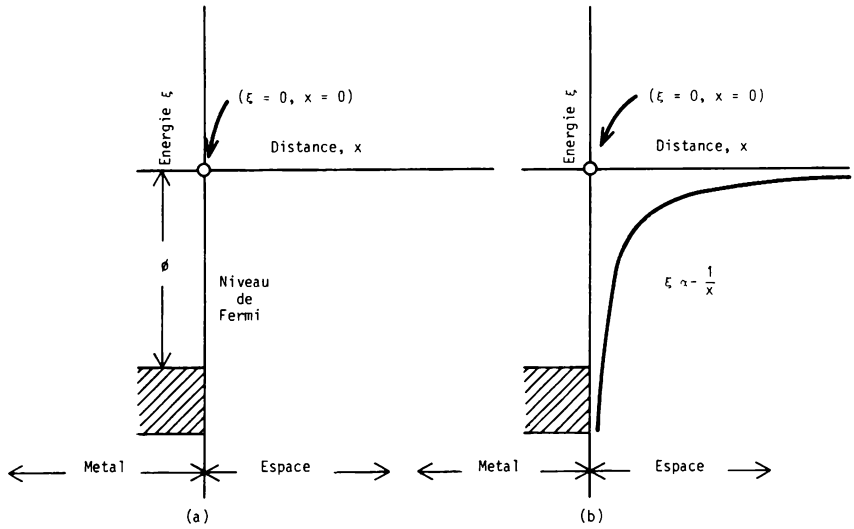


Figure VII.3 - Energie potentielle de l'électron au voisinage de la surface (a) sans particule image (b) avec particule image

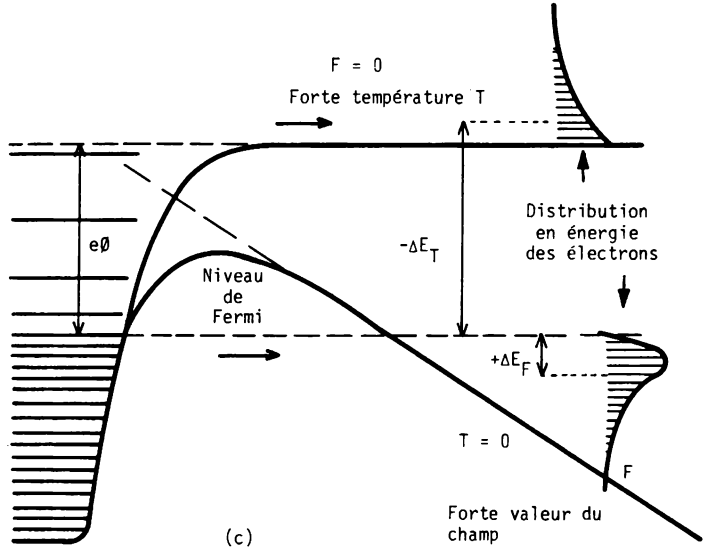


Figure VII.3(c) - Energie potentielle de l'électron au voisinage de la surface (c) avec champ appliqué

La figure VII.3(a) représente de façon simplifiée le fait que pour être émis, un électron doit fournir une énergie potentielle Ø comptée à partir du niveau de Fermi. On sait cependant que l'énergie potentielle d'un

électron à l'extérieur du métal dépend de sa distance l à la surface. On calcule cette énergie en disant qu'il existe à la distance -l à l'intérieur du métal une particule image de signe contraire. Le potentiel prend alors la forme indiquée sur la figure VII.3(b). Si maintenant, on applique une différence de potentiel entre les électrodes, le champ créé va modifier la courbe d'énergie potentielle de l'électron suivant le schéma VII.3(c), réduisant ainsi la barrière de potentiel. Ainsi, si la cathode est chauffée, l'énergie des électrons dans le métal sera augmentée. Si en plus du chauffage, on applique un champ élevé ($E > 10^7 V.m^{-1}$), la barrière de potentiel va se trouver nettement abaissée, réduisant ainsi le travail de sortie. C'est l'effet Schottky. Cette combinaison des effets thermiques (T) et de champ (F) conduisant à un type d'émission, dite émission TF qui explique bien l'origine du courant moyen mesuré dans les arcs dans le vide.

Remarque :

La figure VII.3c met en évidence un phénomène à prendre en compte dans le bilan d'énergie à la cathode. Les électrons émis par effet thermique quittent le métal avec une énergie supérieure au niveau de Fermi. Ils seront remplacés dans le réseau métallique par des électrons du circuit qui auront une énergie inférieure (différence - ΔE_T en moyenne). L'émission par effet thermique se traduit donc par un refroidissement de la cathode. Les électrons émis par effet tunnel à travers la barrière de potentiel (effet de champ) ont une distribution en énergie dont la valeur moyenne se situe au dessous du niveau de Fermi (différence + ΔE_F en moyenne). Ils seront donc remplacés par des électrons d'énergie supérieure. Dans ce cas, ce type d'émission se traduira par un réchauffement du spot. C'est l'effet Nottingham. Suivant la valeur du champ et de la température du spot, l'électron émis entraînera un échauffement ou un refroidissement de la cathode.

1.4.1.2 - Emission par explosion

Lorsqu'une impulsion de tension est appliquée à un arc dans le vide en cours de fonctionnement, la réponse de l'arc tendant à accroître le courant est relativement lente, montrant l'influence prépondérante des phénomènes thermiques. Par ailleurs, les mouvements des spots cathodiques,

la structure de la surface après le passage de l'arc, ainsi que les fluctuations aléatoires de la tension d'arc ont suggéré l'existence d'un mode d'émission basé sur l'explosion des sites émissifs.

On a vu que l'existence, à la surface de la cathode d'aspérités métalliques, favorisait l'émission électronique par effet de champ. Le spot cathodique s'établira donc préférentiellement à la pointe de cette aspérité dont la température aura tendance à s'élever. Un problème de conduction de chaleur vers l'intérieur du métal va alors se poser. Si l'échauffement dû au passage du courant ne peut être contrebalancé par la conduction, la pointe de l'aspérité va se vaporiser et exploser. Ainsi en un temps très court ($\leq 10^{-10}$ s), il va se former en face du spot cathodique un milieu très dense à très haute pression comprenant une grande quantité d'électrons libres et d'ions métalliques. Ce processus est appelé émission par explosion. Les spots se forment ainsi sur les diverses aspérités présentes à la surface et les micro-cratères observés après le passage de l'arc s'expliquent par la perte de matière due aux explosions.

On pourrait penser que, le nombre des aspérités étant limité, le phénomène doive rapidement s'arrêter. En réalité, le métal en fusion est éjecté, se cristallise et reforme des aspérités qui permettent la continuité du processus.

1.4.1.3 - Le spot cathodique

La vapeur métallique qui constitue la colonne d'arc est émise par tous les spots cathodiques qui se déplacent à la surface de la cathode. La densité de courant émis a été trouvée, suivant les conditions de fonctionnement, et la nature du matériau, dans une gamme comprise entre 10^4 et 10^8 Acm^{-2}. Le diamètre des spots, dans la majorité des cas est compris entre 1 et 100 µm. La durée de vie des sites émissifs est étroitement dépendante de la nature des matériaux de cathode. Elle peut varier entre 1 µs pour l'argent à plusieurs centaines de µs pour le cuivre. La figure VII.4 donne le nombre de spots cathodiques en fonction du courant total pour plusieurs matériaux.

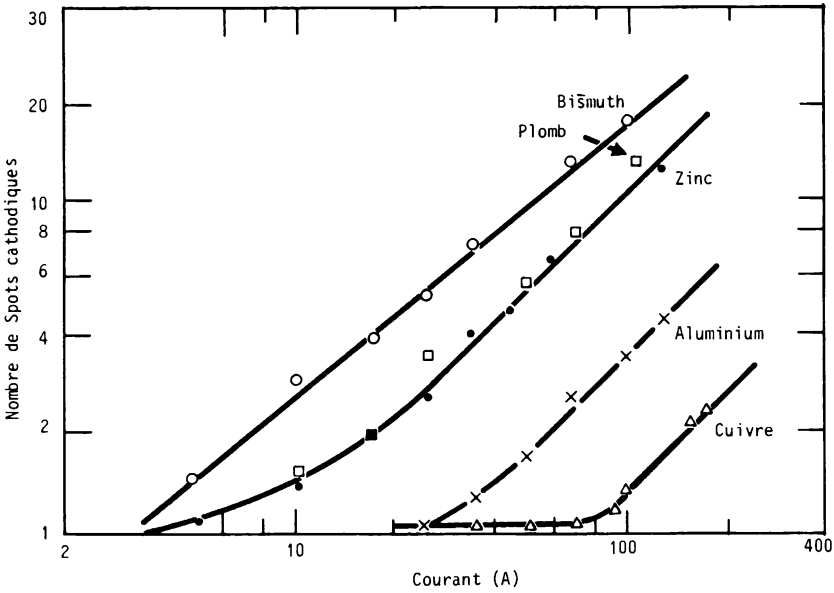


Figure VII.4 - Nombre de spots cathodiques en fonction du courant pour plusieurs matériaux de cathode /4/

La vitesse de déplacement du spot cathodique a été trouvée voisine de 30 m/s pour une cathode en cuivre et de 100 $m.s^{-1}$ pour le mercure. La figure VII.5 donne la valeur probable du diamètre du spot en fonction du courant d'après Daalder /5/, pour un spot unique sur une cathode en cuivre.

Rappelons enfin que lorsqu'on applique une induction magnétique parallèle à la surface de la cathode, le spot se déplace dans le sens inverse à celui indiqué par la règle d'Ampère. Ce phénomène, appelé mouvement rétrograde, est caractéristique de l'arc dans le vide et a reçu de très nombreuses explications (voir chapitre consacré aux phénomènes d'émission).

1.4.2 - Phénomènes à l'anode

L'anode n'a pas été étudiée avec le même intérêt que la cathode qui est le siège des deux phénomènes jugés les plus importants : l'émission d'électrons et la formation de vapeur métallique.

L'anode fonctionne comme une sonde positive en collectant les électrons qui constituent le courant électrique du circuit. Cependant lorsque le

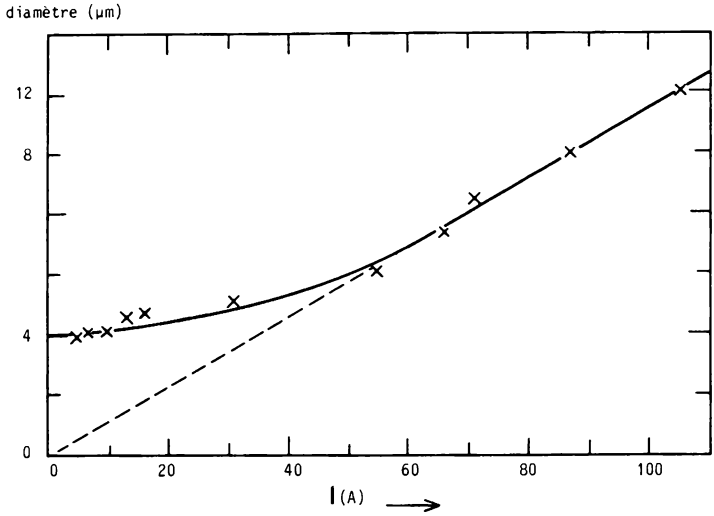


Figure VII.5 - Diamètre probable d'un spot unique sur une cathode en cuivre en fonction du courant (d'après /5/)

courant devient intense, il provoque à la surface de l'anode un échauffement suffisant pour produire une évaporation. Les atomes ainsi émis, s'ajoutent à ceux venant de la cathode et peuvent à leur tour s'ioniser. On voit alors un rétrécissement de la colonne au niveau de l'anode, conduisant à la formation d'un spot. L'intense échauffement provoqué par la présence de ce spot peut causer la destruction de l'anode. Cela impose une limite au courant. Notons cependant que c'est à la cathode que les phénomènes d'érosion sont les plus intenses. La température du spot anodique se situe dans une gamme comprise entre 2.500 K et 3.000 K environ.

1.5 - Courant de coupure (chopping current)

Dans les ampoules de disjoncteur à vide, lorsque le circuit est ouvert, les électrodes ne sont séparées que par un intervalle faible (de l'ordre du cm ou moins), en raison de l'excellente rigidité diélectrique du milieu.

Il est clair cependant, qu'un arc de forte intensité amorcé avec une alimentation à courant continu ne s'éteindra pas si l'intervalle entre électrodes est insuffisant. Par contre, en courant alternatif, le passage

par zéro favorise l'extinction. Malheureusement, il peut se produire que le courant s'annule brutalement avant le passage par zéro de la sinusoïde. En effet, au fur et à mesure que le courant diminue, le nombre de spots (de sites émissifs) diminue. Lorsqu'il n'en reste plus qu'un seul, celui-ci va s'éteindre en un temps très court -de l'ordre de 10^{-8} s- c'est-à-dire en un temps négligeable comparé au temps mis par le courant alternatif pour atteindre le zéro. La particularité de cet arc est donc de s'éteindre d'une manière très brutale avant le passage par zéro de la sinusoïde du courant. Ce courant pour lequel se produit ce phénomène est appelé "courant de coupure" (en anglais chopping current). Ce phénomène présente un très grave inconvénient pour les appareils de coupure. En effet, dans un circuit inductif, la surtension provoquée par la variation rapide du courant peut entraîner de grands dommages dans le réseau.

2 - ARC A HAUTE PRESSION

Nous appelons arc à haute pression, par opposition à l'arc dans le vide, un arc fonctionnant dans un gaz ou une vapeur, de telle sorte que le libre parcours moyen des particules soit très petit devant les dimensions de la décharge.

2.1 - Introduction

La stagnation des pieds d'arc, même si elle ne dure que quelques millisecondes, conduit à une érosion de la surface des électrodes. Le métal arraché ou évaporé, constitue alors un des éléments du plasma d'arc et sa présence modifie de manière très sensible les propriétés caractéristiques du milieu (densités des diverses espèces de particules, température, gradients de pression partielle, champ électrique). Les coefficients de transport du milieu ainsi constitué, avec le gaz initial et les vapeurs métalliques, peuvent prendre des valeurs très différentes de celles du gaz pur et influer très fortement sur la cinétique de la décharge. Ainsi, le calcul du transport de matière et d'énergie au voisinage des électrodes doit tenir compte de la présence des vapeurs métalliques. En particulier, la réaction de la décharge sur l'électrode sera très dépendante du champ électrique et des températures au voisinage des pieds d'arc.

On a vu que les mécanismes d'érosion qui conduisent à une dégradation de la surface des électrodes ne sont pas tous de même nature. L'explosion d'une aspérité à la surface de la cathode conduit à l'éjection de gouttelettes de métal qui pourront traverser la décharge ou se redéposer sur l'électrode sans se vaporiser. Par contre, le bombardement de l'anode, par exemple, par les électrons, conduit à une évaporation de la surface, les atomes de métal venant, dans le plasma, se mêler aux atomes du gaz. Généralement -et ceci est particulièrement vrai dans le cas de la coupure des forts courants- la perte de matière est surtout due à l'éjection de métal, phénomène quantitativement plus important que l'évaporation. C'est cependant la vaporisation du métal qui va jouer un rôle sur la modification des propriétés du plasma, les gouttelettes n'apportant aucune perturbation susceptible de modifier le comportement d'ensemble du milieu.

2.2 - Le plasma au voisinage des électrodes

Le pourcentage de vapeur métallique par rapport au gaz est dépendant de la distance aux électrodes, mais est surtout très lié aux conditions de fonctionnement de l'arc. On considérera deux cas extrêmes.

2.2.1 - Cas des courants faibles

Nous entendons par courant faible, un courant dont l'intensité ne dépasse pas quelques dizaines d'Ampères. Examinons le cas d'un arc fonctionnant en régime continu à la pression atmosphérique. Quel que soit le gaz ambiant (air, azote, argon, etc...), l'ordre de grandeur de la teneur en vapeur métallique est toujours voisin de 10^{-2} ou 10^{-3}. (Ce chiffre représente le rapport de la densité totale des atomes et des ions métalliques par rapport aux atomes et ions du gaz). Cette valeur va en diminuant au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'électrode. La figure VII.6 donne la valeur de la teneur en cuivre au voisinage de l'anode en cuivre d'un arc fonctionnant dans l'argon à la pression atmosphérique, pour un courant de 15 Ampères /6/.

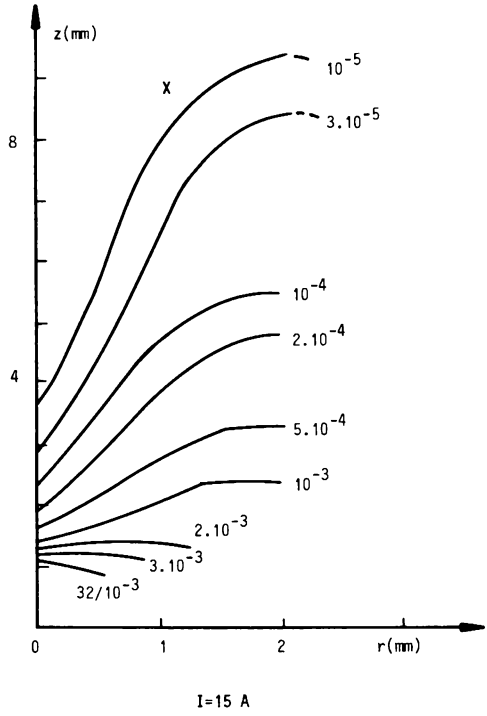


Figure VII.6 - Répartition du Cuivre dans la colonne d'arc, d'après /6/

$O\vec{z}$ représente l'axe longitudinal de l'arc. L'origine correspond à la surface de l'anode. On voit que les courbes d'égal pourcentage présentent un minimum sur l'axe, sauf au voisinage de l'anode. Les vapeurs métalliques émises par le point source constitué par l'anode diffusent dans toutes les directions. Au voisinage immédiat de l'anode, les courbes présentent donc un maximum sur l'axe. Mais lorsqu'on s'éloigne de ce point source, les phénomènes de diffusion conduisent localement à des modifications des pourcentages initiaux. Les atomes de cuivre neutres qui diffusent vers l'axe dans le flux de neutres sont ionisés avant les atomes d'argon en raison de leur plus faible potentiel d'ionisation. Ils sont alors repris par le flux de diffusion ambipolaire et rejetés sur la périphérie. Ce phénomène appauvrit la région axiale en éléments facilement ionisables.

Dans ce type de décharge, on retrouve toujours cette répartition des vapeurs métalliques avec un maximum en dehors de l'axe. Le milieu est très hétérogène. En conséquence :

- les propriétés du plasma vont être très différentes d'un point à un autre.
- si l'arc est assez long (quelques centimètres), l'influence des vapeurs métalliques ne se fera sentir que sur une faible longueur de la colonne, au voisinage immédiat des électrodes.

On en déduit donc que c'est dans le cas des arcs courts que les vapeurs métalliques issues des électrodes auront la plus forte influence sur le plasma, et, donc, sur le fonctionnement de la décharge elle-même.

2.2.2 - Cas des courants forts

Les plus fortes valeurs des courants d'arc sont atteintes, en régime stationnaire, dans les fours à arc et en régime transitoire dans les disjoncteurs. Dans les deux cas, l'intensité peut être de plusieurs dizaines de milliers d'Ampères.

Dans le cas des fours, les électrodes s'évaporent (suivant le carré ou le cube de l'intensité du courant) et le graphite ainsi libéré se mélange aux gaz présents. Mais ici le milieu est d'une très grande complexité. Les réactions chimiques -oxydations par exemple- sont nombreuses. Les produits présents sont également très nombreux : l'atmosphère est constituée par les éléments issus des électrodes en graphite et des métaux en fusion, alternativement anode et cathode, par le gaz et par leurs combinaisons chimiques. Il n'est donc pas possible de définir l'influence des produits de dégradation des électrodes sur le fonctionnement de l'arc.

Le cas des disjoncteurs est très différent. L'arc est soufflé à l'intérieur d'une buse, la différence de pression entre la partie amont et la partie aval étant voisine de 6 atmosphères. Ce soufflage longitudinal induit un fort écoulement qui, associé à l'intense émission de vapeurs métalliques à partir des électrodes, crée des conditions très particulières de fonctionnement. Il a été montré que les vapeurs sont maintenus dans la partie axiale de la décharge, où leur pourcentage peut atteindre 70 % /7/.

Contrairement au cas des arcs à courant faible, la densité de vapeur est ici élevée. Elle peut être supérieure à la densité du gaz remplissant initialement l'enceinte.

2.3 - Influence des vapeurs métalliques sur les coefficients de transport

2.3.1 - Conductivité électrique

La formule (21) du chapitre V donne la valeur du coefficient de conductivité électrique σ d'un mélange de gaz ou de vapeurs, partiellement ionisé. Les vapeurs métalliques ayant un coefficient d'ionisation plus faible que celui du gaz ambiant, c'est cette possibilité de créer des charges pour une température plus basse qui va apporter aux mélanges des caractéristiques différentes de celles du gaz pur.

La figure VII.7 montre les valeurs de σ dans un mélange d'azote et de vapeurs de cuivre pour trois valeurs du rapport X de la densité numérique totale de cuivre à la densité numérique totale de l'azote /8/. La conductivité électrique est fortement modifiée par la présence du cuivre dans une gamme de température comprise entre 5.000 K et 7.000 K. En effet, dans cette gamme, l'azote est très faiblement ionisé, tandis que le cuivre l'est fortement. Ainsi, on voit sur la figure VII.7 que la valeur de σ pour le mélange N_2 + 1 % Cu est dix fois plus élevée que pour l'azote pur. La figure VII.8 montre l'influence des vapeurs de cuivre sur la densité électronique en fonction de la température pour plusieurs valeurs du pourcentage X. Pour T = 5.000 K et X = 1 %, la différence entre la valeur de n_e dans l'azote pur et celle dans le mélange est de plus de deux ordres de grandeur.

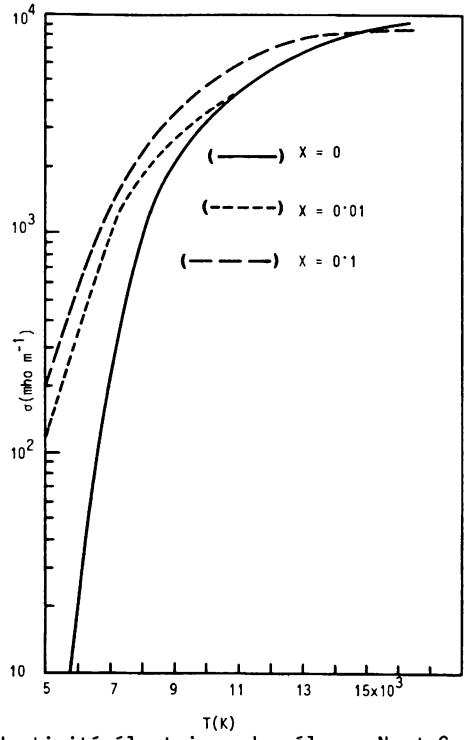


Figure VII.7 - Conductivité électrique du mélange N_2 + Cu en fonction de T pour trois valeurs du rapport $X = \frac{\Sigma \text{ Cuivre}}{\Sigma \text{ Azote}}$ d'après /3/

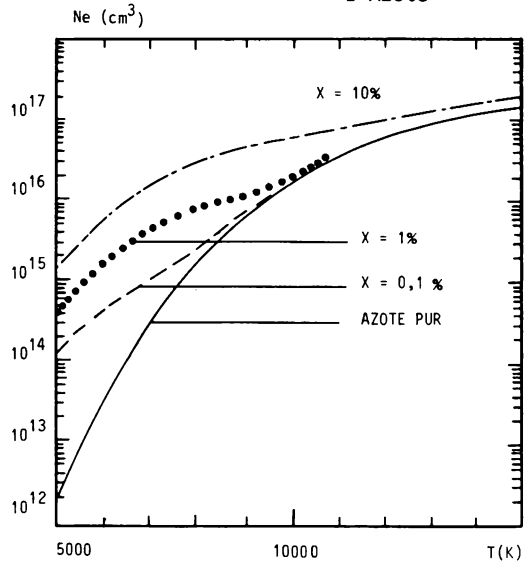


Figure VII.8 - Evolution de la densité électronique en fonction de la température pour différents pourcentages du cuivre

Aux plus fortes valeurs de T (T > 15.000 K) apparaissent les ions multiplement chargés pour le cuivre. Ces particules entraînent des interactions à grande distance qui réduisent la conductivité en augmentant la fréquence des collisions.

2.3.2 - Conductivité thermique

On a vu que la conductivité thermique d'un gaz partiellement ionisé pouvait être dissociée en trois composantes :

- la conductivité thermique de translation, comprenant elle-même les composantes dues aux électrons d'une part, et aux particules lourdes d'autre part,
- la conductivité thermique de réaction dont on a vu l'importance dans le transfert d'énergie,
- la conductivité thermique interne qui est généralement plus faible que les deux précédentes.

On a vu également que la conductivité thermique de réaction prend des valeurs élevées lorsque le gaz est moléculaire en raison des réactions de dissociation.

Dans un gaz atomique, un gaz rare par exemple, les diverses composantes de la conductivité thermique totale sont faiblement modifiées par la présence de vapeurs métalliques, à l'exception de la conductivité thermique de translation due aux électrons, toujours en raison du plus faible potentiel d'ionisation des atomes métalliques. Nous examinerons donc le cas d'un gaz moléculaire qui est celui généralement rencontré dans les applications. L'exemple choisi sera celui du mélange azote-vapeurs de cuivre à la pression atmosphérique.

La figure VII.9 montre les variations avec T des deux composantes de la conductivité thermique de translation due aux particules lourdes λ^{h}_{tr} et aux électrons λ^{e}_{tr}, pour l'azote pur et pour un mélange composé d'azote et de vapeurs de cuivre /8/. Le cuivre influence peu la valeur de λ^{h}_{tr} malgré la différence de masse atomique avec l'azote car la densité numérique des atomes de cuivre est peu importante dans ce cas. Par contre, pour 5.000 K<T<7.000 K la présence de 1 % de vapeurs de cuivre se traduit par une augmentation (de deux ordres de grandeur) de la densité électronique (figure VII.8) et donc de λ^{e}_{tr}.

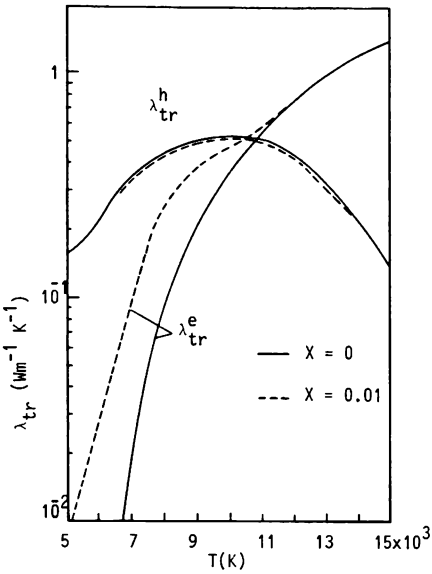


Figure VII.9 - Conductivité thermique de translation pour les électrons λ^e_{tr} et pour les particules lourdes λ^h_{tr} en fonction de T pour l'azote pur et un mélange comportant 1 % de vapeurs de cuivre

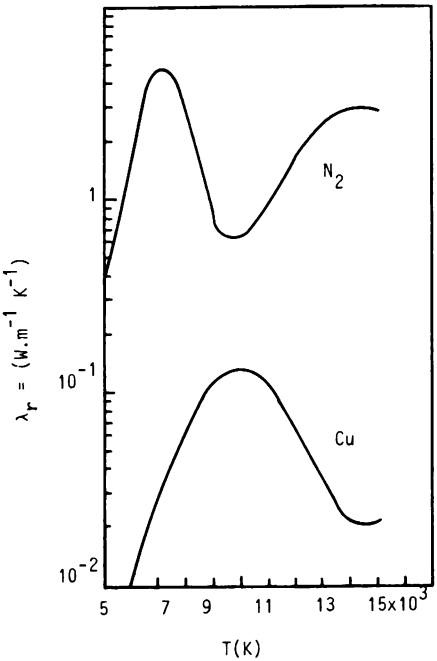


Figure VII.10 - Conductivité thermique de réaction pour l'azote et pour les vapeurs de cuivre à la pression atmosphérique

La figure VII.10 donne les valeurs de la conductivité thermique de réaction pour l'azote et les vapeurs de cuivre à la pression atmosphérique. Pour T = 7.000 K, température correspondant au maximum de dissociation de la molécule de N_2, la différence entre les valeurs de l'azote et du cuivre est de deux ordres de grandeur. Ceci explique les résultats de la conductivité thermique totale présentés à la figure VII.11. La valeur de λ_{Total} pour le mélange est légèrement inférieure à celle de l'azote pur. Lorsqu'on mélange un gaz moléculaire et une vapeur métallique, deux effets antagonistes jouent sur la conductivité thermique totale :

- la conductivité thermique de translation est augmentée en raison du surplus d'électrons libres apporté par l'ionisation des vapeurs métalliques,
- à pression constante et pour une température donnée le nombre total de particules est constant, suivant la loi de Dalton :

$$p/kT = \Sigma\, n_i$$

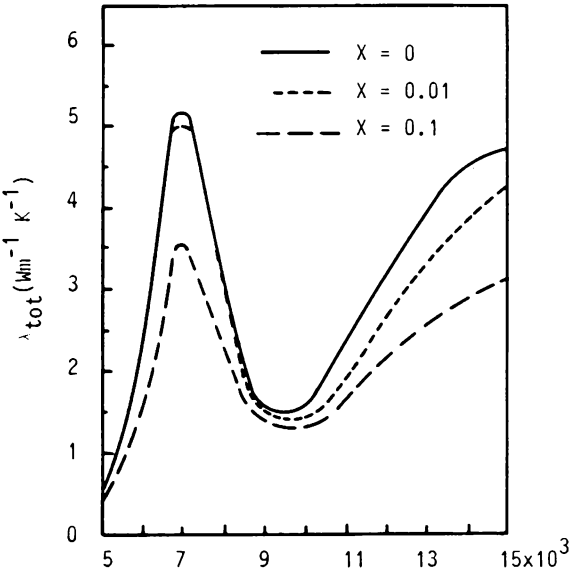


Figure VII.11 - Conductivité thermique totale du mélange N_2 + vapeurs de cuivre en fonction de la température pour trois valeurs du rapport des concentrations X. (Pression atmosphérique)

L'augmentation de la densité numérique des électrons se traduit donc par une diminution correspondante de la densité des particules d'azote. Cela se traduit par un abaissement de la conductivité thermique de réaction, cet effet étant supérieur en valeur absolue à l'augmentation de la conductivité thermique de translation. Cela explique la position relative des courbes de la figure VII.11, l'abaissement de la conductivité étant surtout sensible au voisinage des zones de réaction (dissociation, ionisation). (Figure VII.10).

Les vapeurs métalliques ont une influence très faible sur la viscosité du mélange, qui est légèrement abaissée dans le domaine de température où la présence des atomes métalliques se traduit par une augmentation de la densité numérique des électrons.

2.4 - Influence des vapeurs métalliques sur les paramètres macroscopiques des plasmas d'arc

2.4.1 - Introduction

On a vu que l'équation d'Elenbaas-Heller permettait de calculer les valeurs du champ électrique E et de la température T pour un arc dont le courant et le diamètre sont fixés, à condition de connaître les coefficients de conductivité électrique σ et de conductivité thermique λ. Il est donc possible d'évaluer ainsi l'influence des vapeurs métalliques sur T et E. Il est clair cependant que ces calculs, qui sont effectués pour une valeur constante du pourcentage de vapeurs dans le gaz ne sont valables que localement, le milieu étant très hétérogène.

2.4.2 - Influence des vapeurs métalliques sur le champ électrique

Reprenons l'exemple d'un arc électrique à électrodes de cuivre fonctionnant dans l'azote à la pression atmosphérique. La figure VII.12 donne les résultats obtenus par le calcul pour trois valeurs du pourcentage X de cuivre dans l'azote. On constate un fort abaissement du champ électrique en présence des vapeurs de cuivre. Cette atténuation du champ est due à l'augmentation de la conductivité électrique (figure VII.7). Des mesures locales effectuées au moyen d'une sonde au voisinage d'électrodes en cuivre dans un arc fonctionnant dans l'argon, ont montré que le champ électrique pouvait être réduit de plus d'un ordre de grandeur /6/.

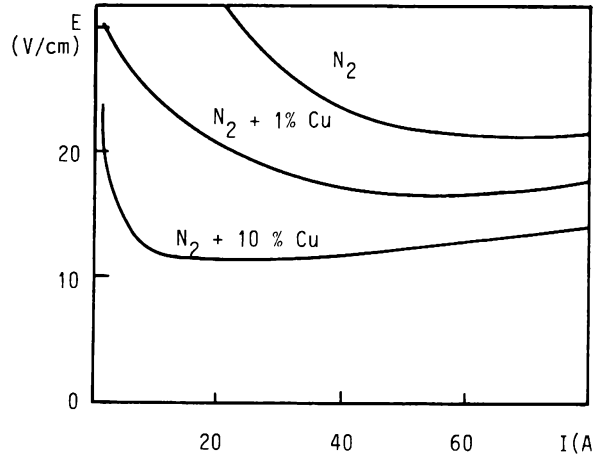


Figure VII.12 - Influence des vapeurs métalliques sur le champ électrique dans une décharge d'arc dans l'azote à la pression atmosphérique

4.3 - Influence des vapeurs métalliques sur la température

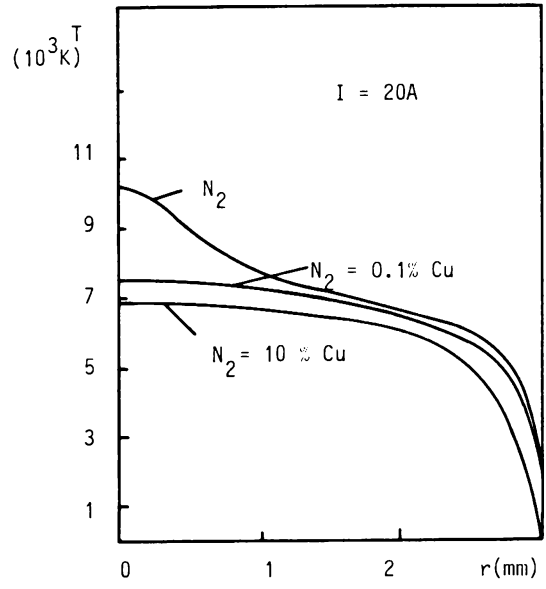


Figure VII.13 - Profils théoriques de température dans un arc d'azote ensemencé en vapeurs de cuivre, à la pression atmosphérique

La figure VII.13 donne l'allure des profils de température obtenus par le calcul dans un arc d'azote ensemencé en cuivre fonctionnant à la pression atmosphérique sous un courant de 20 A. Le cuivre provoque une diminution de la température sur l'axe de plus de 2.000 K. Ce résultat a été vérifié expérimentalement dans des conditions de fonctionnement très différentes. Remarquons cependant que l'atténuation de T ne se traduit pas par une baisse de la conductivité locale σ du milieu, puisqu'en présence de vapeurs de cuivre, la valeur de σ garde une valeur élevée pour des températures plus faibles (figure VII.7).

Références du chapitre VII

/1/ W.D. DAVIS et H.C. MILLER
J. of Appl. Physics, 40, (1969) 2212

/2/ R.P. LITTLE et W.T. WHITNEY
J. of Appl. 34, (1963) 2430

/3/ R. HOLM
Electric Contacts, Sprnger, BERLIN (1967)

/4/ B.E. DJAKOV et R. HOLMES
J. Phys. D, Appl. Phys. 4 (1971) 504

/5/ J.E. DAALDER
I.E.E.E. Trans. Power Appar. Syst. PAS-93 (1974) 1747

/6/ B. CHEMINAT
Thèse de doctorat es-Sciences Physiques n° 311 Clermont-Ferrand II
(1983)

/7/ H. IKEDA, G.R. JONES, M. IRIE, et A.N. PRASAD
VII Conf. Int. sur les Déch. dans les Gaz et leurs Applicat.
Londres (1982), 5

/8/ H. ABDELHAKIM, J.. DINGUIRARD, S. VACQUIE
J. Phys. D, Appl. Phys. 13 (1980) 1427

CHAPITRE VIII

BRUITS ACOUSTIQUES DES ARCS ELECTRIQUES

1 - INTRODUCTION

Il est connu qu'un arc électrique est très fréquemment source d'ondes acoustiques d'amplitude élevée ; beaucoup moins connues en sont les causes. C'est à la compréhension de ce phénomène et de ses conséquences qu'est consacré ce paragraphe.

Un nombre limité d'études théoriques et expérimentales des processus d'excitation et des conditions de propagation d'ondes acoustiques dans les plasmas peut être cité. Le premier travail théorique est celui d'Ingard /1/ en 1966, travail qui a établi une équation de propagation contenant des termes de création d'ondes, développé et repris par la suite /2/,/3/. La création d'ondes a été mise en évidence dans des tubes à décharge /3/ ou des flammes /4/,/5/ auxquelles des perturbations de fonctionnement étaient imposées, perturbations telles qu'il en est produit pendant une post-décharge /6/ ou par action d'un champ hyperfréquence /7/. Il a en outre été montré que dans un plasma il existe une cause de rétroaction de l'onde sur elle-même et que cet effet entraîne une réduction de l'amortissement même de l'onde /8/.

L'industrie sidérurgique fournit un excellent exemple des possibilités de création d'ondes acoustiques des plasmas : un four à arc ayant une capacité d'une centaine de tonnes crée, dans la phase initiale de fusion des ferrailles, des niveaux de l'ordre de 120 dBA.

De fait, l'arc électrique reçoit, pour permettre son fonctionnement même, de l'énergie électrique qu'il transforme pour l'essentiel en énergie thermique. On sait que 80 % de cette énergie thermique sont transférés aux électrodes, les 20 % restants, au gaz neutre : électrodes et gaz sont portés à des températures élevées. En ce qui concerne le gaz, et pour autant que l'arc brûle à l'air ambiant, sa pression d'équilibre est bien entendu la pression atmosphérique ; mais l'on conçoit que toute perturbation intervenant dans les transferts entre l'arc et le gaz neutre dans lequel cet arc est produit tende à modifier l'équilibre ainsi réalisé : nous allons montrer que ceci est source d'ondes acoustiques.

2 - THEORIE DE L'EXCITATION D'ONDES ACOUSTIQUES PAR UN PLASMA ; CAS DES ARCS ELECTRIQUES

Dans ce qui suit, l'équation de propagation des ondes tenant compte des différents termes de source d'excitation sera établie puis appliquée au cas des arcs électriques.

La théorie de l'excitation d'ondes acoustiques /9/ repose sur l'utilisation des équations de l'hydrodynamique des gaz ; elle est établie dans des cas tels que ces gaz puissent être considérés comme des milieux continus : grandes longueurs d'ondes des phénomènes étudiés et pressions de gaz neutres telles que la fréquence de collision neutre-neutre soit beaucoup plus grande que la fréquence de l'onde.

On écrit, pour les particules du gaz neutre, les équations de conservation de leur nombre, de leur quantité de mouvement et de leur énergie ; le gaz neutre est parfait et l'onde est de faible amplitude : on se limite donc à l'étude de phénomènes de l'acoustique linéaire.

Soit H_0 la quantité d'énergie ainsi fournie par seconde à l'unité de volume du gaz ; on suppose par ailleurs que celui-ci reçoit dans le même temps et le même volume la masse Q_0 de particules neutres et qu'il est soumis à la force $\underline{F}_0$.

L'équation de propagation résulte d'un calcul au premier ordre des perturbations du gaz neutre. Soient p, δ, τ et σ les perturbations de la pression p_0 de la densité ρ, de la température T et de l'entropie S du gaz ; $\underline{u}$ est le vecteur vitesse des particules perturbées du milieu supposé par ailleurs stationnaire ($\underline{U} = 0$) et de température uniforme.

L'équation de conservation de la masse et l'équation linéarisée de Navier-Stokes s'expriment sous les formes suivantes :

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} + \rho \, \mathrm{div} \, \underline{u} = Q \qquad (1)$$

$$\rho \frac{\partial \underline{u}}{\partial t} = - \, \mathrm{grad} \, p + \frac{4}{3} \mu \, \mathrm{grad}(\mathrm{div} \, \underline{u}) - \mu \, \mathrm{rot}(\mathrm{rot} \, \underline{u}) + \underline{F} \qquad (2)$$

où Q et $\underline{F}$ sont les quantités perturbées au premier ordre de Q_0 et $\underline{F}_0$ et où μ est le coefficient de viscosité du gaz support de cette perturbation.

La perturbation d'entropie σ est liée à la variation d'énergie H fournie et à la variation de température τ par la relation :

$$\rho\, T \frac{\partial \sigma}{\partial t} = \lambda\, \nabla^2\, \tau + H \qquad (3)$$

où λ est la conductivité thermique du gaz neutre considéré et H la perturbation au premier ordre de H_o.

On complète le système d'équations (1) à (3) par deux expressions liant δ et σ à p et τ ; dans le cas des gaz parfaits que nous considérons, on a (12) :

$$\delta = \frac{\rho}{p_o}\ p - \alpha\tau \qquad (4)$$

$$\sigma = \frac{C_p}{T}\ \left(\tau - \frac{\gamma-1}{\alpha\gamma}\, p\right) \qquad (5)$$

où C_p est la chaleur spécifique du gaz à pression constante, γ le coefficient de compressibilité adiabatique, $\alpha = p_o/T$ dans le cas des gaz parfaits et $\gamma = 7/5$ pour les gaz diatomiques généralement utilisés.

De ce système d'équations, ainsi complété, on déduit les deux relations suivantes :

$$\nabla^2 p = \frac{\gamma}{c^2}\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \ell_v' c\, \frac{\partial}{\partial t}\, \nabla^2\right](p-\alpha\tau) + \operatorname{div} F_\ell - \frac{\partial Q}{\partial t} + \ell_v' c\, \nabla^2 Q \qquad (6)$$

$$\ell_h\, c\, \nabla^2 \tau = \frac{\partial}{\partial t}\ \left(\tau - \frac{\gamma-1}{\alpha\gamma}\, p\right)\ - \frac{H}{\rho C_p} \qquad (7)$$

où $c = (\gamma k\, T/M)^{1/2}$ est la vitesse du son où $\underline{F}_\ell$ est telle que* rot $\underline{F}_\ell = 0$ et où :

$$\ell_v' = \frac{4}{3}\frac{\mu}{\rho c} \qquad ; \qquad \ell_h = \frac{\lambda}{\rho\, C_p c}$$

---

* Tout vecteur A, fonction des coordonnées d'espace, peut être décomposé en deux vecteurs $\underline{A}_t$ et $\underline{A}_h$, tels que $\underline{A} = \underline{A}_t + \underline{A}_h$ et div $\underline{A}_t = 0$, rot $\underline{A}_\ell = 0$.

sont deux quantités homogènes à une longueur. La propagation de l'onde acoustique est donc régie par les équations (6) et (7).

La résolution de ce système est compliquée et sa structure masque toute interprétation physique simple ; c'est pourquoi on néglige les effets liés à la viscosité du gaz. Il ne s'agit d'ailleurs pas d'une hypothèse simplificatrice sans fondement ainsi que cela peut être montré. Ceci étant, et puisque ℓ_h et $\ell'_v \simeq 5.10^{-8}$m, le système des équations (6) et (7) se réduit à :

$$\nabla^2 p = \frac{\gamma}{c^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} (p - \alpha\tau) + \operatorname{div} \underline{F}_\ell - \frac{\partial Q}{\partial t} \qquad (6')$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\tau - \frac{\gamma-1}{\alpha\gamma} p\right) = \frac{H}{\rho C_p} \qquad (7')$$

En dérivant (6') par rapport au temps et en remplaçant dans (7') $\partial^2\tau/\partial t^2$ par la valeur ainsi calculée, on obtient :

$$\nabla^2 p = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \frac{\gamma-1}{c^2} \frac{\partial H}{\partial t} + \operatorname{div} \underline{F}_\ell - \frac{\partial Q}{\partial t} \qquad (8)$$

où l'on a utilisé le fait que $\alpha\gamma/\rho C_p = \gamma-1$ dans le cas des gaz parfaits.

Cette équation d'onde est non-homogène ; elle est de la forme générale suivante :

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = - S(\underline{r},t)$$

où $S(\underline{r},t)$ représente un terme de source à dépendance spatiale et temporelle.

Soient $p_\omega(\underline{r})$ et $S_\omega(\underline{r})$ les transformées de Fourier des fonctions correspondantes ; on a donc :

$$\nabla^2 p_\omega + \frac{\omega^2}{c^2} p_\omega = - S_\omega$$

De même, soit $g_\omega(\underline{r},\underline{r}_0)$ la fluctuation de pression p au point $\underline{r}$, due à une source élémentaire en $\underline{r}_0$:

$$\nabla^2 g_\omega + \frac{\omega^2}{c^2} g_\omega = - \delta(\underline{r} - \underline{r}_0)$$

où δ est telle que :

$$\int \delta(\underline{r} - \underline{r}_0)dr = 1$$

$$\delta(\underline{r} - \underline{r}_0) = 0 \text{ pour tout } r \neq r_0$$

On peut alors montrer que si $R = |\underline{r} - \underline{r}_0|$, g_ω est donnée par :

$$g_\omega = \frac{1}{4\pi R} e^{i\frac{\omega}{c}R}$$

et que, pour un rayonnement en milieu non borné :

$$p_\omega(\underline{r}) = \int_{V_0} g_\omega S_\omega(\underline{r}_0)dV_0$$

En prenant l'origine des coordonnées d'espace dans le volume V_0 émetteur et si $\underline{r}$ est beaucoup plus grand que tout $\underline{r}_0$ considéré (point d'observation loin d'un volume V_0 petit), on a :

$$p_\omega(\underline{r}) = \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \int_{V_0} S_\omega(\underline{r}_0)dV_0$$

qui permet le calcul de $p(\underline{r},t)$ à l'aide de :

$$p(\underline{r},t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} p_\omega(\underline{r})e^{-i\omega t}\, d\omega$$

Ceci montre donc que la fluctuation de pression créée dans ces conditions est effectivement proportionnelle à l'intégrale du terme de source des ondes sur tout le volume émetteur.

A une pression telle que la pression atmosphérique, les particules chargées et neutres sont en équilibre de température : l'énergie acquise par un électron entre deux collisions est alors inférieure à son énergie moyenne d'agitation thermique. Dans les conditions de fonctionnement ainsi précisées, la température de l'arc (celle des électrons, des ions et des neutres) est de l'ordre de 6000°K, valeur expérimentale intégrée sur tout le diamètre de la décharge.

L'équation (8) montre que trois causes possibles d'excitation d'ondes acoustiques sont à prendre en compte : celles liées respectivement aux transferts de quantité de mouvement, d'énergie et de masse. Dans un arc électrique ces trois causes existent a priori :

1 - transferts de quantité de mouvement : les particules chargées effectuent des collisions avec le gaz neutre et exercent donc sur celui-ci une force moyenne $\underline{F}$ qui est la somme des forces $\underline{Fe}$ due aux électrons et $\underline{Fi}$ due aux ions. Il est à noter que $\underline{Fe}$ et $\underline{Fi}$ sont de signes contraires et tendent à se compenser : l'effet de la force $\underline{F}$ sera négligé dans ce qui suit. Cette hypothèse est d'ailleurs renforcée par le fait que $\underline{F}$ n'intervient dans (10) qu'à travers sa divergence, c'est-à-dire ici essentiellement sa dérivée sur une droite reliant les électrodes : au voisinage de ces électrodes, $\underline{F}$ varie sensiblement mais est essentiellement stationnaire dans la colonne positive ; les seuls termes de source dus à $\underline{F}$ qui seraient à prendre en compte seraient ceux produits près de ces électrodes, mais alors dans un volume émissif petit.

2 - transferts d'énergie : les particules chargées de l'arc reçoivent de l'énergie du champ électrique auquel elles sont soumises ; cette énergie est, pour partie, transférée au gaz neutre, pour partie aux électrodes. A l'état stationnaire, et à la pression atmosphérique, électrons, ions et neutres ont pour l'essentiel, la même température et les échanges sont équilibrés ; néanmoins les particules chargées ont un mouvement d'ensemble (de dérive) dont la vitesse est proportionnelle au champ électrique $\underline{E}$ dans l'arc :

$$\underline{v_D} = a\underline{E}$$

où a est la mobilité du type de particules considérées ; il résulte de ce mouvement un courant dont la densité j_D est, pour des particules de charge q et de densité N :

$$\underline{j}_D = qN\underline{v}_D = qNa\underline{E}$$

Un tel courant, soumis au champ électrique E, absorbe une énergie qui est fournie aux particules chargées :

$$\mathcal{E} = \underline{j}_D \cdot \underline{E} = qNaE^2$$

Cette énergie est intégralement transférée aux électrodes et au gaz neutre ; l'énergie H_o cédée au gaz par unité de volume et de temps par les électrons et les ions est donc proportionnelle à E (E à la valeur du champ électrique local dans l'arc).

On remarquera que la mobilité des électrons étant beaucoup plus grande que celle des ions, l'énergie reçue par le gaz neutre est essentiellement celle des électrons.

Si on admet qu'une variation de tension aux bornes de l'arc ne modifie pas, au moins en première approximation, les chutes de tension anodiques et cathodiques, alors pour tout dV/dt aux bornes de l'arc, on a $dE/dt = \beta dV/dt$, où β est une constante de proportionnalité qui ne dépend que de l'arc ; ceci montre aussi que :

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \gamma \frac{\partial W}{\partial t}$$

où γ est encore une constante de proportionnalité qui dépend, elle aussi, de l'arc étudié et où W est la puissance électrique cédée à cet arc.

3 - <u>transferts de masse</u> : toute perturbation de l'équilibre ionisation-recombinaison correspond à un apport ou à un retrait de particules neutres ($\partial Q/\partial t \neq 0$) : il en est ainsi pour toute variation du courant d'arc. On peut montrer par un calcul d'ordre de grandeur que l'effet de ces transferts de masse est négligeable devant celui résultant des transferts d'énergie.

Toute perturbation introduite dans un arc électrique est donc source d'ondes acoustiques, et la fluctuation de pression dans l'onde est proportionnelle à l'intégrale du terme de source sur tout le volume émissif ; il a été indiqué que, dans un arc électrique, le seul terme de source qui soit à prendre en compte est celui qui est dû aux transferts d'énergie.

L'amplitude A_a de l'onde acoustique en un point r est donc proportionnelle à $\partial W/\partial t$ et nous écrirons :

$$A_a = \alpha \frac{\gamma - 1}{c^2} \frac{\partial W}{\partial t}$$

C'est cette expression qui est à vérifier et à appliquer.

3 - VERIFICATION DE LA THEORIE DE L'EXCITATION D'ONDES ACOUSTIQUES PAR UN ARC ELECTRIQUE

La théorie de l'excitation d'ondes acoustiques par des plasmas est générale. Tout d'abord appliquée au cas de décharges luminescentes /2/ et des flammes /3/ elle peut être vérifiée dans le cas des arcs électriques /4/.

Le but des expériences est alors d'établir une corrélation entre les signaux acoustiques émis par un arc et les fluctuations des paramètres électriques qui lui sont imposées ou qu'il génère naturellement.

Dans ce qui suit, cette corrélation va être établie, tout d'abord par des expériences de laboratoires puis par l'étude de fours à arcs et de disjoncteurs.

3.1 - Expériences de laboratoire /10/

Un appareillage simple permet d'obtenir un plasma d'arc relativement stable, arc qui peut être alimenté soit en alternatif soit en continu ; dans ce dernier mode de fonctionnement, l'arc est perturbé par la superposition au courant continu qui le traverse de courants à variation temporelle contrôlée par l'expérimentateur. Dans l'un et l'autre cas, on observe une émission sonore de l'arc, émission dont l'amplitude dépend fortement des conditions de travail.

Lorsque la décharge est perturbée en modifiant, par exemple, la tension à ses bornes, la puissance électrique cédée à l'arc est évidemment une fonction du temps. Cette puissance électrique W se retrouve tout d'abord transférée aux particules chargées du plasma puis dissipée sur les électrodes de l'arc et dans le gaz neutre. En admettant que cette perturbation ne modifie pas le volume de plasma et que le rapport entre les pertes d'énergie aux électrodes et dans le gaz soit indépendant de W, l'énergie H cédée au gaz neutre par unité de volume est proportionnelle à W.

La figure VIII.1 donne un schéma d'ensemble de l'expérience dans le cas de l'arc alimenté par un courant continu et perturbable de façon contrôlée. La source de courant S est une alimentation stabilisée à caractéristique rectangulaire. Le générateur de fonctions G fournit des signaux sinusoïdaux, ou des impulsions de temps de transition et de durée variables. Ces signaux sont repris dans un amplificateur de puissance A_1. Cet amplificateur peut fonctionner en régulation de tension ou de courant.

Des signaux proportionnels à la tension et au courant d'arc peuvent être observés directement sur un oscilloscope ou multipliés pour fournir un signal électrique proportionnel à la puissance instantanée d'arc, W. Un dérivateur D fait suite au multiplicateur et permet d'obtenir $\dot{W}$, dérivée par rapport au temps de W. Les signaux sonores émis par l'arc sont analysés à l'aide d'une chaîne de spectrométrie.

L'arc électrique utilisé est formé entre deux électrodes en carbone cuivré et brûle librement dans l'air à la pression atmosphérique.

Dans la plupart des applications pratiques où l'on cherche un effet thermique intense, on utilise des arcs courts et des courants élevés. Dans ces conditions, la tension d'arc dépend peu de l'intensité du courant.

L'arc étant allumé et parcouru par un courant continu I_0 non perturbé, on observe que le signal reçu par le microphone reste comparable à celui reçu lorsque l'arc est éteint, (bruit moyen dans la salle d'expérience). Ce résultat peut être compris aisément si l'on remarque que dans ce cas la puissance transférée par l'arc au gaz neutre est constante et que, si l'on accorde foi à l'équation (8), le terme de source des ondes acoustiques est alors nul. Néanmoins, il est très facile d'observer que toute perturbation du courant d'arc (pourvu que celle-ci ne soit pas trop faible) crée un signal sonore.

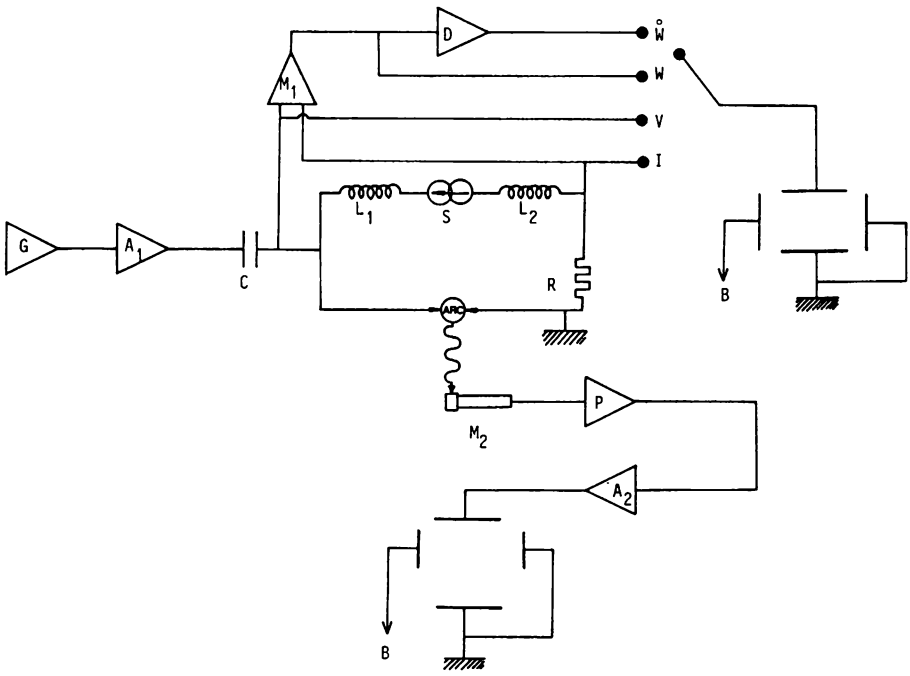


Figure VIII.1 Schéma de l'expérience (G : générateur de fonctions, A_1 : amplificateur de puissance, A_2 : amplificateur de mesure, M_1 : multiplicateur, M_2 : microphone, D : dérivateur, P : préamplificateur, B : base de temps, L_1=L_2=700 mH, C = 250 µF, R = 26 mΩ).

3.1.1 - Perturbation harmonique de l'arc

On superpose au courant continu I_o un courant à variations harmoniques de fréquence variable.

Compte-tenu de l'équation 8, l'amplitude des ondes acoustiques excitées doit croître comme ω : la figure VIII.2 montre les variations de W en fonction de la fréquence et celles de l'amplitude A_a de l'onde acoustique qui leurs sont associées : W a une variation sensiblement linéaire en fonction de ω ainsi qu'il est attendu et A_a croît aussi en moyenne comme ω (les irrégularités qui peuvent être observées sur l'onde acoustique résultent de réflexions sur les parois solides de l'appareillage qui environne l'arc).

3.1.2 - Perturbation impulsionnelle de l'arc

La figure VIII.3 montre l'impulsion de courant imposée et le signal acoustique excité dans l'arc (l'amplificateur fonctionne en régulation de courant). On note que pendant la période qui suit le début de l'impulsion, l'amplitude de l'onde acoustique excitée est très faible et que les signaux correspondants n'apparaissent de manière forte qu'à la montée et à la descente de cette impulsion. La forme des signaux est celle prévue : elle correspond à la dérivée de la puissance électrique cédée à l'arc. Dans ces conditions, pour des impulsions à temps de transition variables, l'amplitude de l'onde acoustique doit être d'autant plus faible que la variation de courant est plus lente. C'est effectivement ce que montrent les deux oscillogrammes de la figure VIII.4, où on note une décroissance de l'amplitude du pic acoustique lorsque la pente de l'impulsion de courant décroît, tout en conservant une remarquable correspondance entre la forme de W et celle de l'onde acoustique.

En faisant varier l'amplitude des perturbations de courant pour des temps de transition constants, on observe des variations linéaires de l'amplitude des signaux excités en fonction de W (figure VIII.5).

Par ailleurs, la théorie prévoit que l'amplitude A_a de l'onde acoustique est liée à H par :

$$A_a = \frac{\gamma - 1}{C^2} \frac{\partial H}{\partial t}$$

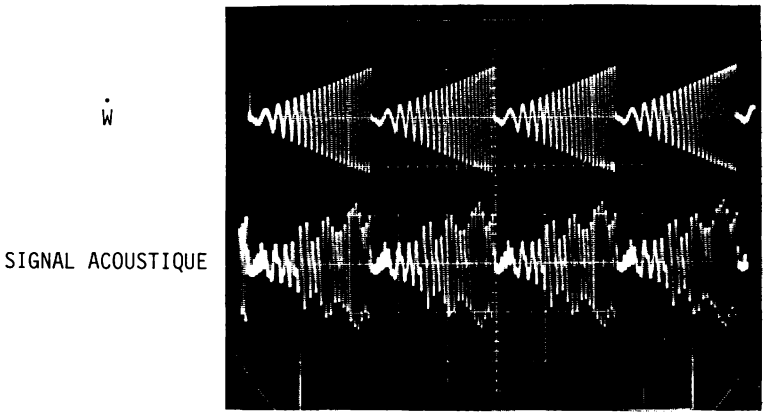


FIGURE VIII.2 - Variations temporelles de la dérivée de la puissance instantanée d'arc et du signal acoustique pour un signal récurrent modulé en fréquence

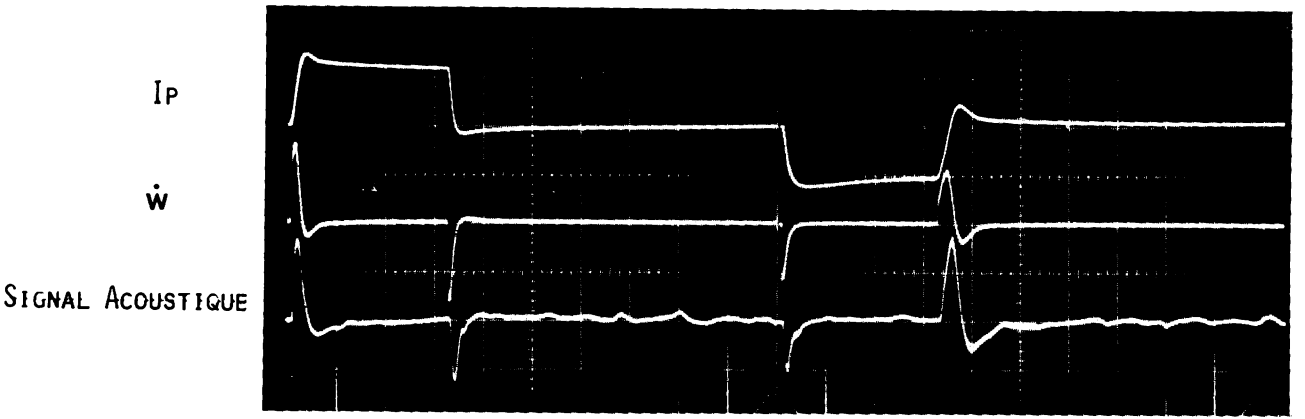
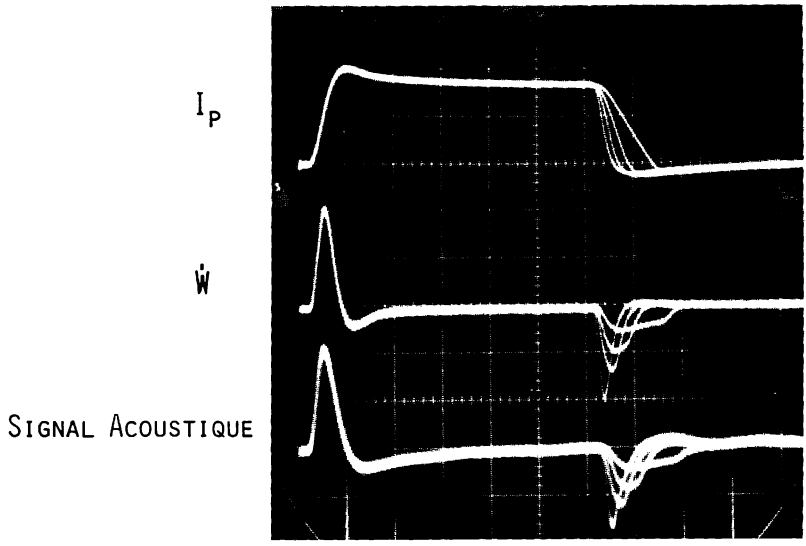
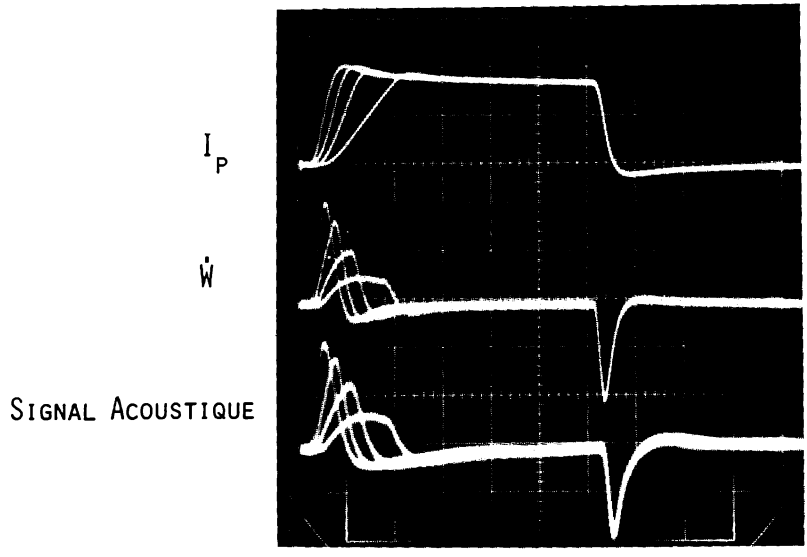


Figure VIII.3 - Variations temporelles du courant, de la dérivée de la puissance instantanée d'arc et du signal pour des impulsions positives et négatives (I_o = 15 A, V_o = 25 V)
(en ordonnée : 7 A/Carreau, en abscisse : 100 µs/carreau)



A)



B)

Figure VIII.4 - Variations temporelles du courant, de la dérivée de la puissance instantanée d'arc et du signal acoustique pour des temps de transition variables (I_0 = 15 A, V_0 = 25 V)
(en ordonnée : 10 A/Carreau , en abscisse : 50 µs/carreau)

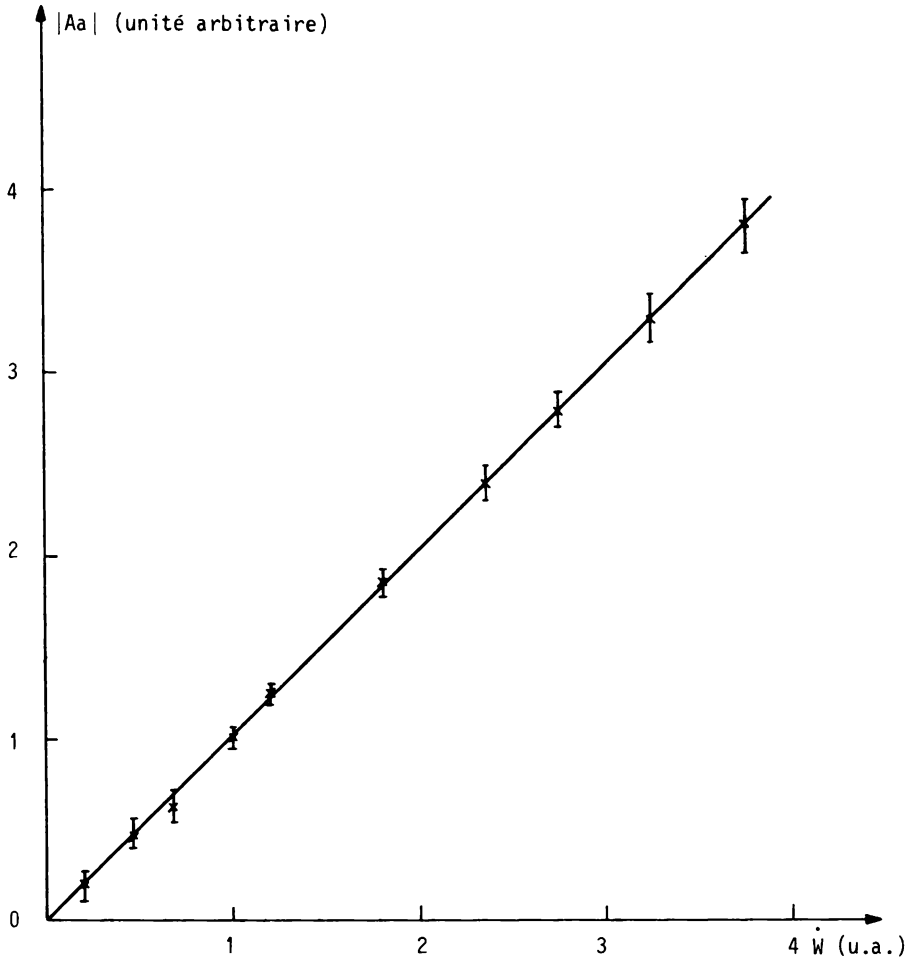


Figure VIII.5 - Amplitude du signal acoustique excité à la montée de l'impulsion de courant pour différentes valeurs de W
(I_o = 15 A , V_o = 25 V)

en explicitant la valeur de C^2 on a :

$$A_a = \alpha \frac{\gamma - 1}{\gamma} \cdot \frac{M}{kT} \dot{W}$$

où T est la température de l'arc, M la masse du gaz dans lequel a lieu la propagation et α une constante de proportionnalité, on s'attend donc à ce que l'amplitude A_a de l'onde décroisse lorsque la température du gaz augmente (et réciproquement).

Remarquons alors, qu'après qu'ait commencé d'être appliquée une impulsion positive de courant, la température du gaz croît à partir de la valeur T_o associée au courant I_o. A la fin de l'impulsion de courant, la température T_1 du gaz est donc supérieure à T_o. Pour une même valeur de $\dot{W}$, l'amplitude A_{a2} excitée à cet instant doit donc être telle que :

$$|A_{a2}| < |A_{a1}|$$

où A_{a1} désigne l'amplitude de l'onde à la montée de l'impulsion. De même, pour une impulsion négative, l'amplitude A_{a3} excitée par le front de décroissance du courant doit avoir une amplitude inférieure à celle A_{a4} excitée à la fin de l'impulsion puisque l'arc s'est nécessairement refroidi pendant cette impulsion.

On remarquera en outre que ces écarts doivent être d'autant plus importants que l'amplitude des impulsions est plus grande, l'accroissement ou l'abaissement de températures pour une impulsion de largeur donnée variant dans le même sens que W.

C'est effectivement ce que l'on observe et que montre la figure VIII.6.

On notera que, puisque l'amplitude des ondes excitées pour un W donné dépend de la température de l'arc, de telles mesures puissent être appliquées à la détermination des variations relatives de cette température en fonction des principaux paramètres déterminant les conditions de fonctionnement de l'arc ainsi que son évolution temporelle après une variation de courant. En comparant les résultats de deux mesures de la densité électronique, l'une des mesures faisant usage de la théorie de l'excitation d'ondes acoustiques par un plasma et l'autre étant indépendante de cette théorie, on peut montrer que les termes de source des ondes acoustiques sont répartis dans tout le volume étudié,

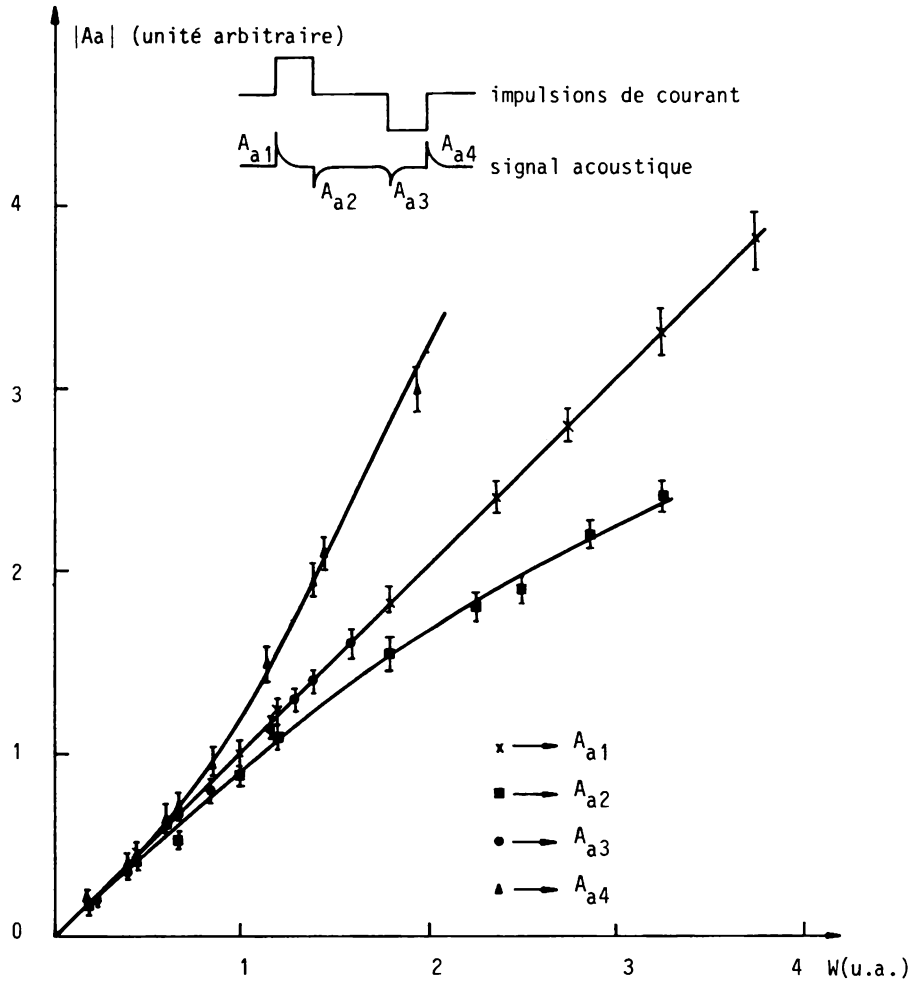


Figure VIII.6 - Amplitudes des signaux excités

1) à la montée (A_{a1}) et à la descente (A_{a2}) d'une impulsion positive
2) à la descente (A_{a3}) et à la montée (A_{a4}) d'une impulsion négative
(I_o = 15 A , V_o = 25 V)

c'est-à-dire la colonne d'arc. Ce point a par ailleurs été prouvé /11/ en comparant l'intégrale temporelle du signal acoustique à la valeur de la puissance électrique instantanée fournie à l'arc et ceci pour différentes longueurs d'arc ; on trouve que l'amplitude de l'onde excitée tend vers zéro lorsque la distance inter-électrodes est de l'ordre de la somme des épaisseurs des chutes anodiques et cathodiques.

3.1.3 - Alimentation en alternatif de l'arc

Une tension alternative, prélevée sur le réseau et appliquée à travers un transformateur, assure le fonctionnement de l'arc. Le courant de cet arc est nul jusqu'à ce que la tension ait atteint une valeur V_1 (allumage), valeur pour laquelle ce courant croît brusquement pour suivre ensuite peu ou prou la tension jusqu'à ce que celle-ci ait atteint une valeur V_2 à partir de laquelle le courant retombe à zéro (extinction). On observe que, dans un arc ainsi alimenté, un signal sonore important est créé à l'instant de l'allumage de l'arc, à l'exclusion en première approximation, de tout autre instant à considérer pendant la phase de fonctionnement. Ceci peut être aisément interprété compte tenu de ce qui précède ; en effet :

- lors de l'allumage de l'arc il y a une brusque variation de courant et donc une valeur élevée de la dérivée $\dot{W}_a$ de la puissance électrique cédée à l'arc ; par ailleurs celui-ci s'est en partie refroidi jusqu'à une température T_a depuis la demi-alternance qui précède. Ces deux effets tendent, l'un à créer une onde, l'autre à favoriser cette création.
- l'extinction de l'arc se produit de façon plus progressive que l'allumage car la température de la cathode et du gaz ont crû depuis cet allumage, ce qui permet un fonctionnement à tension plus faible : la coupure s'effectue pour une tension et un courant inférieurs aux valeurs observées juste après l'allumage de l'arc ; le $\dot{W}_e$ correspondant est donc plus petit que $\dot{W}_a$ et, en outre, la température du gaz est plus élevée ($T_e > T_a$).
- la période de fonctionnement comprise entre l'allumage et l'extinction de l'arc correspond à des valeurs de $\dot{W}$ toujours faibles $\dot{W}(\dot{W} < \dot{W}_e)$ et des températures élevées ($T > T_e$).

La comparaison des variations temporelles de l'amplitude des signaux acoustiques excités et de $\dot{W}$ montre encore une excellente correspondance entre ces deux quantités.

L'arc étant réallumé deux fois par période du réseau, on obtient ainsi un signal acoustique à 100 Hz, signal de durée brève dont l'étendue dans le domaine des fréquences est donc importante : il est attendu que l'on trouve des signaux à 100 Hz, mais de ce fait aussi à 200 Hz, 300 Hz, etc...

3.2 - Etude de fours à arcs /12/

Les études précédentes peuvent être transposées au cas des fours à arc industriels en recherchant encore une corrélation entre l'amplitude des signaux acoustiques émis et la dérivée de la puissance électrique totale cédée aux fours.

Ces mesures ont été effectuées sur deux fours, l'un alimenté en triphasé (trois électrodes), l'autre alimenté en courant continu (une électrode).

3.2.1 - Four alimenté en triphasé

Après enregistrement des valeurs instantanées des courants, des tensions et des signaux acoustiques émis, un traitement numérique permet d'obtenir la puissance totale P(t) cédée au four.

Compte tenu de la complexité des signaux acoustiques émis, la figure VIII.7 représente directement P(t) et l'intégrale calculée S(t) du signal acoustique enregistré, figure sur laquelle les a_1, a_2,..., a_5, b_1,...,c_5 associent des valeurs instantanées de la puissance électrique P(t) à divers instants à celles du signal acoustique intégré aux mêmes instants (ce signal étant avancé d'un temps correspondant au temps moyen de propagation). On observe une bonne ressemblance entre les dépendances temporelles de ces grandeurs, mais pas identité, identité à laquelle de nombreux phénomènes s'opposent ; en particulier :

1 - les chemins parcourus par les signaux émis au niveau de chaque électrode sont tous différents,

2 - dans la phase de fusion des ferrailles qui correspond à la figure VIII.7, les puits creusés par chaque électrode n'ont pas, à un instant donné, la même profondeur :

   a) les impédances électriques de trois arcs sont différentes,

   b) les signaux acoustiques émis dans ces puits ont à parcourir des trajets complexes et tous différents pour atteindre le microphone.

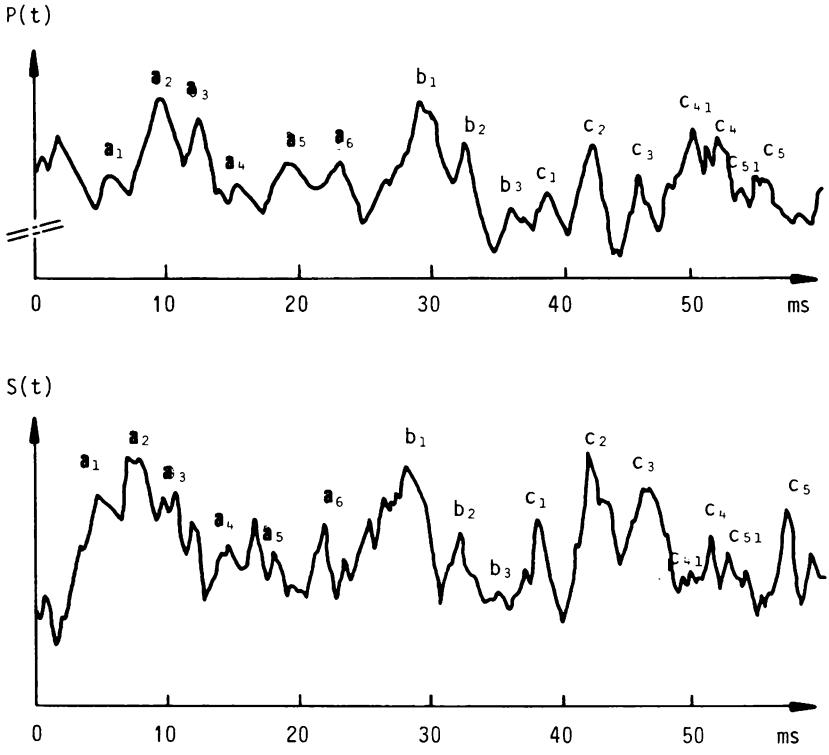


Figure VIII.7 : Variations de la puissance électrique totale P(t) cédée au four et intégrale S(t) du bruit acoustique. Les a_1, a_2,..., c_5 associent, à des instants particuliers, les valeurs de P(t) et de S(t).

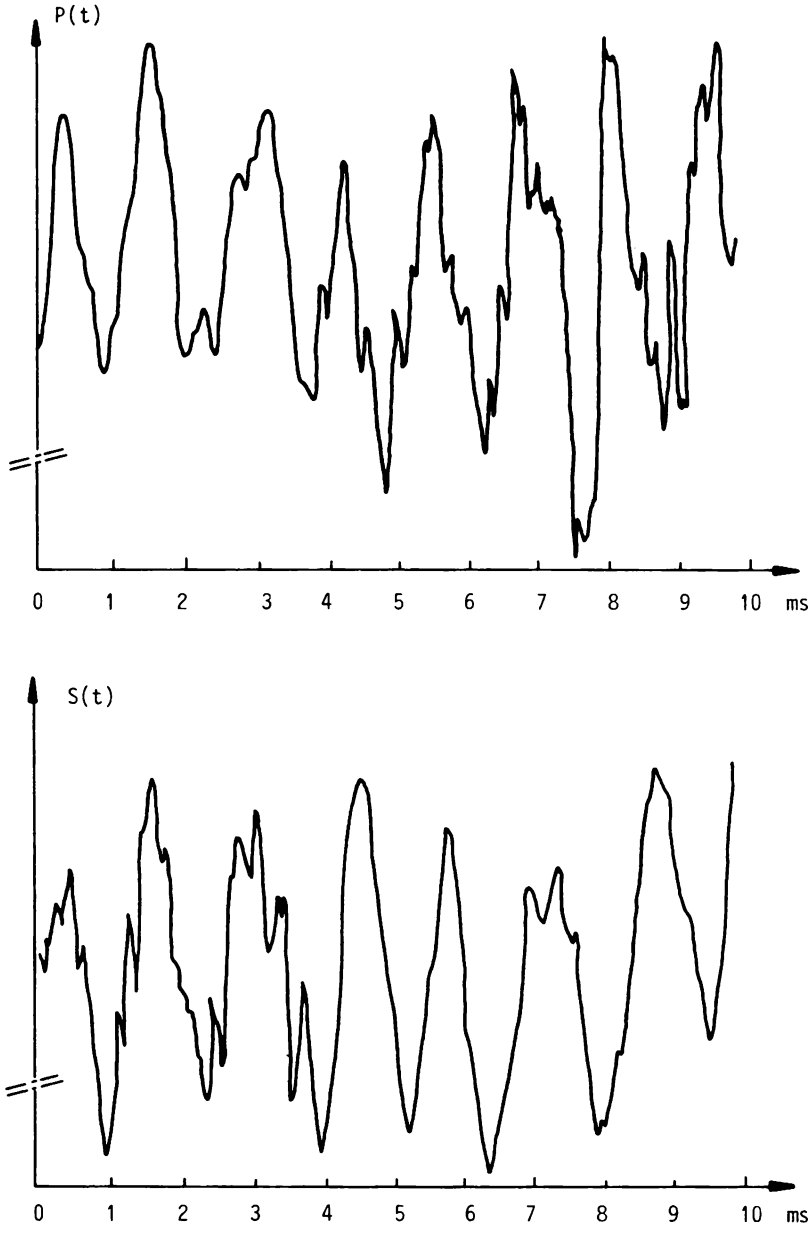


Figure VIII.8 : Variations de la puissance électrique totale P(t) cédée au four et intégrale S(t) du bruit acoustique dans le cas d'un four à une seule électrode alimentée par une tension triphasée redressée.

En outre, le calcul de la fonction d'intercorrélation entre le bruit intégré et la puissance électrique cédée aux trois arcs indique une bonne cohérence entre ces grandeurs.

3.2.2 - Four alimenté par une tension alternative redressée

La figure VIII.8 montre les variations de la puissance électrique cédée à l'arc et celles de l'intégrale du bruit acoustique S(t). La correspondance entre ces variations est bien meilleure que celle trouvée avec une alimentation triphasée : il existe une seule source d'ondes acoustiques, permettant ainsi d'établir plus simplement cette correspondance.

On conclue de ce qui précède que les signaux acoustiques générés par les fours à arcs ont bien pour origine les variations de la puissance électrique d'alimentation de ces fours et, plus précisément, que l'amplitude des ondes excitées est liée à la dérivée temporelle de cette puissance électrique.

3.3 - Etude de disjoncteurs (13)

Lors de l'ouverture d'un disjoncteur apparaît un arc électrique formé entre les deux conducteurs ainsi séparés. La puissance électrique dissipée dans cet arc n'est pas constante et ne dure, par vocation même du disjoncteur, qu'un temps bref. Ces variations de puissance sont, bien entendu, sources d'ondes acoustiques dont l'amplitude peut être très élevée lorsque la puissance de coupure l'est également.

L'étude des variations de l'amplitude de l'onde en fonction de la dérivée de la puissance électrique de coupure met en évidence une très bonne correspondance entre ces deux quantités.

Cette étude a été effectuée jusqu'à des niveaux de puissance électrique très élevés, sans qu'apparaisse de contradiction avec la théorie linéaire rappelée précédemment (paragraphe 2).

4 - APPLICATIONS

La mise en évidence des conditions d'excitation d'ondes acoustiques par les plasmas a permis d'aborder et suggérer plusieurs applications.

4.1 - Réduction du bruit des fours /12/

Le caractère bruyant des fours à arcs est connu. On a cité des niveaux de l'ordre de 120 dBA dans la phase de fusion des ferrailles pour un four d'une capacité d'une centaine de tonnes.

Compte tenu de ce qui précède, il est clair que la réduction de ces niveaux sonores suppose une réduction de la dérivée de la puissance électrique d'alimentation et/ou une augmentation de la température du four.

On observe sur un four industriel en fonctionnement, des fluctuations rapides de la puissance électrique dues aux instabilités propres de l'arc et, tout particulièrement, aux mouvements aléatoires des taches cathodiques. On sait en outre, que chaque arc s'allume et s'éteint deux fois par alternance : il en résulte inévitablement dans le spectre de bruit acoustique des signaux à 100 Hz et aux harmoniques de cette fréquence.

En ce qui concerne ce dernier point, notons que la dérivée de la puissance électrique est d'autant plus grande que les allumages extinctions se produisent pour des tensions plus élevées. Il y a donc lieu, au moins pour cette raison, de faciliter le fonctionnement des arcs ; c'est ce qui a été essayé en ensemençant la colonne de ces arcs avec un alcalin.

Dans un premier temps, on compare en laboratoire les courants et tensions de fonctionnement d'un arc d'étude (figure VIII.1) alimenté en alternatif, arc produit avec et sans alcalin (potassium) entre deux électrodes en graphite. On enregistre en outre, les niveaux sources générés dans l'un et l'autre cas. Ces mesures montrent que le potassium a les effets suivants sur la décharge :

1) moindres fluctuations de la puissance électrique,
2) élévation de la température de l'arc,
3) arc réallumé plus facilement et éteint pour une tension plus faible,
4) impédance d'arc diminuée.

Ces trois premiers effets concourent donc à une réduction des niveaux sonores émis, le quatrième a un meilleur transfert d'énergie à l'arc.

Des essais entrepris /14/ pour transposer cette méthode au cas des fours industriels par apport de carbonate de potassium ou d'un mélange de Cérium et de Lantane ont permis d'observer :

a) une réduction de 2 à 8 dB du niveau sonore dès qu'une phase liquide se constitue,

b) une diminution importante de la partie du spectre émis au-dessus de 500 Hz,

c) dans certains cas, une augmentation sensible de la puissance active cédée au four.

4.2 - Régulation de fours à arcs /15/ et de dispositifs de soudure /16/

En phase d'affinage dans un four à arcs, on constate que le fait de relever une électrode a pour effet une meilleure stabilité du courant traversant les deux électrodes restantes. Le niveau sonore émis est globalement diminué, mais la composante à fréquence double (2f) du réseau d'alimentation est renforcée. La comparaison des valeurs instantanées des courants et de celles à 2f du signal sonore permet de mettre en évidence la phase sur laquelle un déséquilibre existe et pour laquelle un réglage de la longueur de l'arc doit être effectuée. Ceci est mis à profit pour assurer un positionnement automatique des électrodes du four.

Une telle régulation présente, par rapport aux systèmes habituellement utilisés, l'avantage d'une grande sensibilité aux déséquilibres et aussi celui de prendre en compte comme paramètre caractéristique de réglage, la puissance électrique dissipée dans le four.

Le positionnement automatique d'une électrode de soudure peut être, lui, obtenu en utilisant le signal sonore généré par l'arc lorsque celui-ci est soumis à une perturbation harmonique (ω) d'un courant superposé au courant principal de soudure. Ce signal sonore a une amplitude proportionnelle à la chute de tension dans l'arc et dépend de la longueur de celui-ci. Une détection à ω du signal sonore permet d'obtenir un bon rapport signal/bruit et permet donc aussi de travailler en ambiance industrielle.

Références du chapitre VIII

/1/ U. INGARD, Phys. Rev. 145, (1966) 41

/2/ M. SCHULZ et U. INGARD, Phys. Fluids, 10, (1967) 1031

/3/ U. INGARD et M. SCHULZ, Phys. Rev., 158, (1967) 106

/4/ W.R. BABCOCK, K.L. BAKER et A.G. CATTANEO, Nature, 216, (1967) 676

/5/ M. FITAIRE et D. SINITEAN, Czech. J. Phys., B22, (1972) 394

/6/ J. BERLANDE, P.D. GOLDAN et L. GOLDSTEIN, Appl. Phys. Letters, 5, (1964) 51

/7/ M. FITAIRE et T. MANTEI, Phys. Letters, 29A, (1969) 84

/8/ M. FITAIRE et T. MANTEI, Phys. Fluids, 15, (1972) 464

/9/ P.M. MORSE et K.U. INGARD, Theritical Acoustics, Mc Graw Hill (1968)

/10/ H. DADGAR, M. FITAIRE et A. PILORGET, Rev. Gen. Elect. 88, (1979) 606

/11/ M.G. DROUET et F. NADEAU, J. Phys. E, 15, (1982) 268

/12/ H. BEJI, M. FITAIRE et A. ANTOINE, Rev. Phys. Appl. 18, (1983)

/13/ M.G. DROUET et F. NADEAU, IEEE Trans. PAS-98, (1979) 1632

/14/ J. ANTOINE, G. ENGLER et G. MAURER, Rapport de fin d'étude à la C.E.C.A (Réduction à la source du bruit du four à arc), IRSID. LECES, Maizières-Les-Metz (1982)

/15/ F. NADEAU, M.G. DROUET, G. OUELLET et R.KIEFFER, VIIth Int. Conf. on Gas Discharges and their Applications, Londres (1982)

/16/ M.G. DROUET, F. NADEAU et G. OUELLET, VIIth Int. Conf. on Gas Discharges and their Applications, Londres (1982)

CHAPITRE IX

METHODES DE DIAGNOSTIC OPTIQUE DE L'ARC ELECTRIQUE

1 - INTRODUCTION

Les méthodes de diagnostic le plus souvent utilisées dans l'étude des arcs électriques sont certainement les méthodes optiques qui consistent à analyser soit la lumière émise par l'arc, soit la perturbation subie par un faisceau lumineux (absorption, déphasage, déviation) au cours de sa traversée du plasma.

Par ailleurs, depuis qu'il est possible de disposer avec les lasers de sources de rayonnement très intenses, la diffusion de la lumière, qui a été déjà utilisée par les physiciens de l'ionosphère, est aussi mise à profit dans le cas des plasmas à densité électronique beaucoup plus élevée, comme les plasmas d'arcs. Ces techniques ont attiré depuis fort longtemps les expérimentateurs, en raison des avantages importants qu'elles présentes ; elles permettent en effet d'obtenir un grand nombre d'informations sur la nature du plasma (densité électronique, densité des populations d'atomes métastables et excités, température des électrons, des atomes et des ions) sans le perturber. En outre, elles peuvent s'appliquer aussi bien aux régimes transitoires qu'aux régimes stationnaires.

Dans ce chapitre, nous présentons successivement :

- les méthodes de diagnostic mettant à profit l'émission de lumière par le plasma,
- les méthodes basées sur la mesure de l'absorption d'un faisceau lumineux traversant le plasma,
- les méthodes interférométriques et strioscopiques qui permettent d'obtenir la densité électronique à partir de la mesure de l'indice de réfraction du plasma ou de son gradient,
- les méthodes utilisant la diffusion de la lumière.

2 - METHODES DE SPECTROSCOPIE D'EMISSION

2.1 - Généralités

Le rayonnement émis par un plasma résulte généralement de la superposition d'un spectre continu ou fond continu et d'un spectre discontinu ou spectre de raies (Figure IX.1).

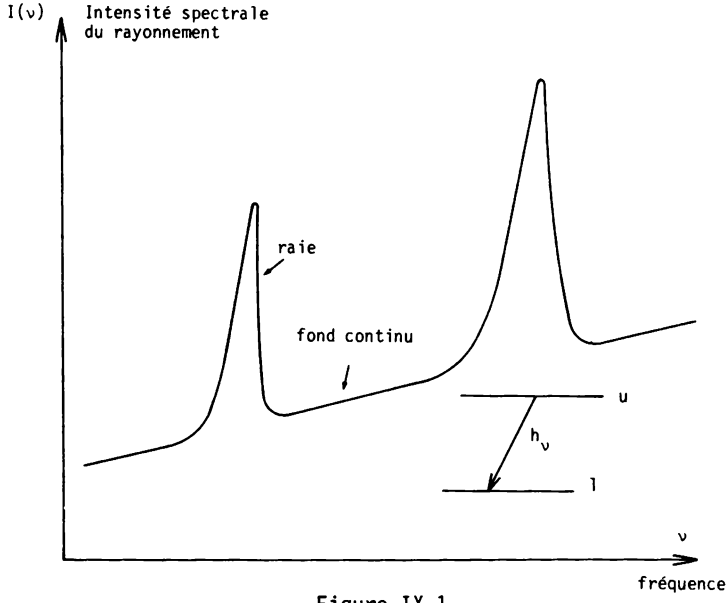


Figure IX.1

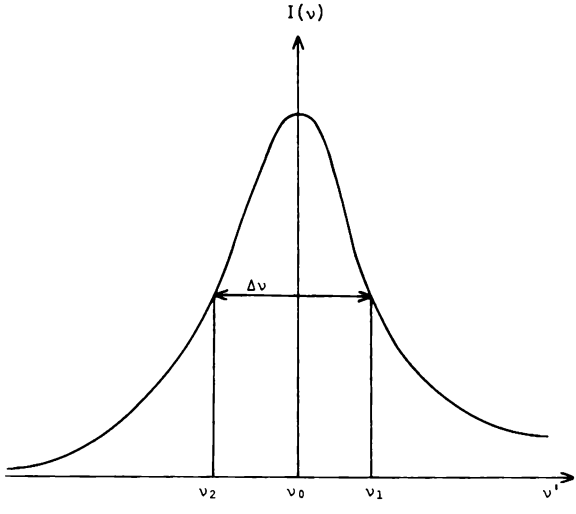


Figure IX.2

Le spectre continu est émis au cours des collisions que font les électrons avec les ions ou les atomes du plasma.

Le spectre discontinu ou spectre de raies correspond à des photons de fréquence ν bien déterminée émis par un atome, un ion ou une molécule qui passe d'un niveau d'énergie supérieur u sur un niveau d'énergie inférieur ℓ. Les raies émises par les plasmas, ne sont pas infiniment étroites, et présentent un certain profil défini par une distribution d'intensité $I(\nu)$ comptée à partir du fond continu (Figure IX.2). La connaissance de la forme du profil des raies est une donnée intéressante qui permet souvent de mesurer la densité électronique du plasma dans de bonnes conditions.

L'intensité totale I de la raie, résulte de l'intégration de $I(\nu)$ sur l'étendue spectrale de la raie, soit :

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\nu)\, d\nu$$

Le profil est caractérisé par la fréquence ν_0 de son maximum $I(\nu_0)$ et par les fréquences ν_1 et ν_2 qui correspondent à l'intensité spectrale

$$\frac{I(\nu_0)}{2}$$

moitié de celle du maximum (Figure IX.2) ; on utilise souvent la largeur à mi-hauteur du profil $\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2$.

2.2 - Méthode de diagnostic basée sur la mesure de l'intensité d'une raie

2.2.1 - Généralités

Le coefficient d'émission ε d'une raie de fréquence ν qui est la puissance émise sur cette raie par unité de volume et unité d'angle solide (Figure IX.3) s'écrit :

$$\varepsilon = \frac{h\nu}{4\pi} A_{ul} N_u \qquad (1)$$

A_{ul} : probabilité de transition
N_u : densité des atomes dans l'état d'énergie u
h : constante de Planck.

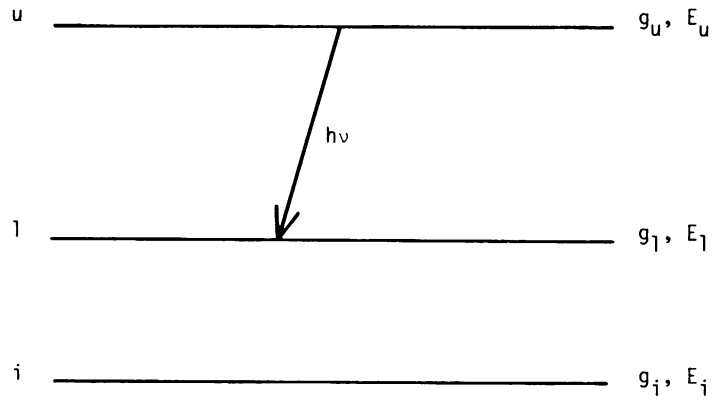


Figure IX.3 -

Lorsque l'équilibre thermodynamique est réalisé, les populations N_u des différents niveaux d'énergie sont régies par la loi de Boltzmann et se mettent sous la forme :

$$\frac{N_u}{N(T)} = \frac{g_u}{Z(T)} e^{-E_u/kT} \qquad (2)$$

E_u, G_u : Energie et poids statistique du niveau u
N(T) : densité des atomes à la température T
Z(T) : fonction de partition $Z(T) = \sum_i g_i e^{-E_i/kT}$ (3)

Dans ces conditions, le coefficient d'émission ε peut s'écrire :

$$\varepsilon = \frac{h\nu}{4\pi} A_{ul} g_u \frac{N(T)}{Z(T)} e^{-E_u/kT} \qquad (4)$$

Z(T) et $e^{-E_u/kT}$ croissent en même temps que T ; à pression constante
N(T) diminue dans le cas des atomes neutres lorsque T augmente ; pour les ions
N(T) commence par augmenter, pour décroître ensuite à partir d'une certaine température.

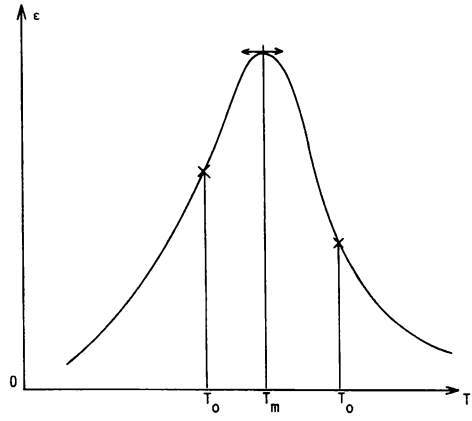


Figure IX.4 -

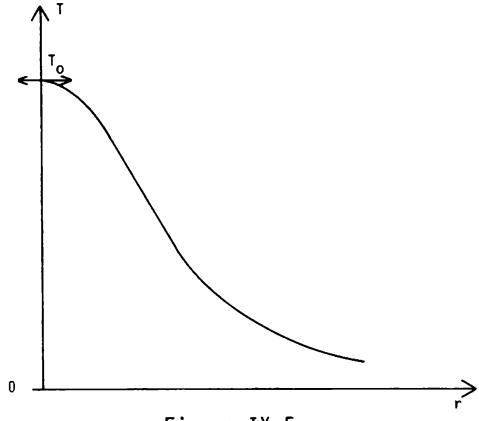


Figure IX.5 -

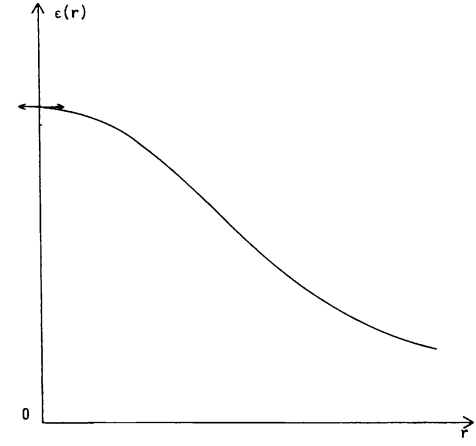


Figure IX.6 -

Dans tous les cas, le coefficient d'émission ε passe par un maximum (Figure IX.4) pour une certaine température T_n appelée température d'émission maximale qui dépend de la pression et de la composition du plasma.

Considérons maintenant un plasma cylindrique présentant un maximum de température T_o sur son axe (Figure IX.5). Si la température T_o est inférieure à la température d'émission maximale T_n, la figure IX.4 montre que le coefficient d'émission du plasma $\varepsilon(r)$ décroît régulièrement en fonction du rayon r (figure IX.6). Par contre, si la température T_o sur l'axe est supérieure à la température T_n, $\varepsilon(r)$ présente un maximum d'émission en dehors de l'axe pour le rayon $r = r_n$ (Figure IX.7). Dans ce dernier cas, il est possible d'obtenir facilement la distribution radiale de température du plasma.

Le coefficient d'émission ε en un point du plasma ne se mesure pas directement, mais se déduit de l'intensité I émise par le plasma dans une certaine direction (puissance rayonnée par unité de surface et unité d'angle solide dans une direction donnée).

Pour un plasma plan homogène (Figure IX.8) d'épaisseur d, l'intensité rayonnée perpendiculairement à la surface du plasma est :

$$I = \varepsilon d.$$

Pour un cylindre de rayon R, l'intensité I(y) correspondant à l'ordonnée y et à la direction x'x s'écrit (Figure IX.9) :

$$I(y) = \int_{-x}^{+x} \varepsilon(r)\, dx = 2 \int_{y}^{R} \frac{\varepsilon(r) r\, dr}{\sqrt{r^2 - y^2}} \qquad (5)$$

La formule d'inversion d'Abel permet de calculer la distribution radiale

$$\varepsilon(r) = -\frac{1}{\pi} \int_{r}^{R} \frac{\frac{dI}{dy}\, dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} \qquad (6)$$

du coefficient d'émission $\varepsilon(r)$ à partir de la distribution transversale I(y) de l'intensité.

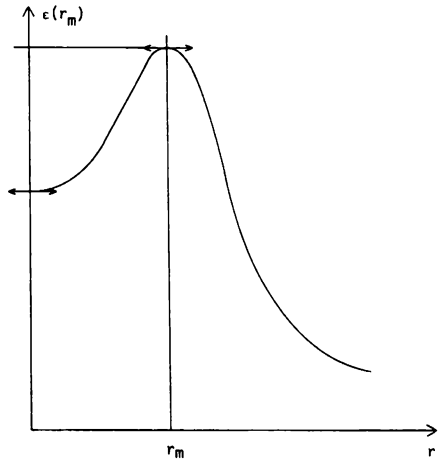


Figure IX.7 -

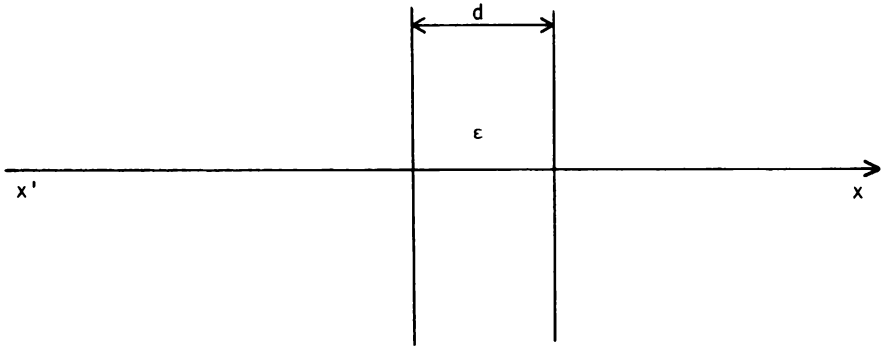


Figure IX.8 -

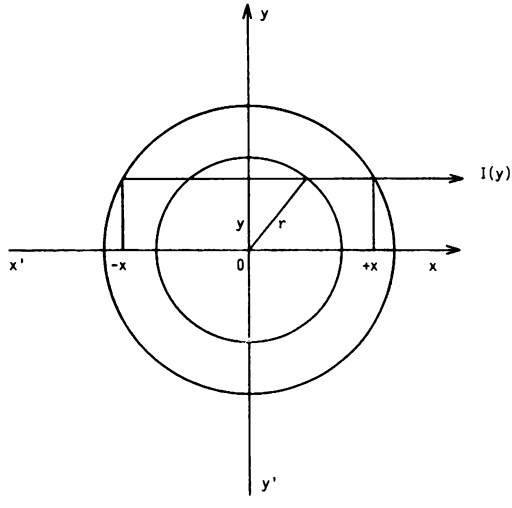


Figure IX.9 -

2.2.2 - Utilisation du maximum d'émission d'une raie situé en dehors de l'axe pour le diagnostic d'un plasma cylindrique

Si on désigne par $\varepsilon(r_m)$ le maximum d'émission sur le rayon $r = r_m$ correspondant à la température d'émission maximale T_m et par $\varepsilon(r)$ et T le coefficient d'émission et la température sur le rayon r, on peut écrire pour un plasma en équilibre thermodynamique :

$$\frac{\varepsilon(r)}{\varepsilon(r_m)} = \frac{J(T)}{J(T_m)} \qquad (7)$$

$$\text{avec } J(T) = \frac{N(T)}{Z(T)} \exp - \frac{E_u}{kT} \qquad (8)$$

A une pression donnée et pour un plasma de composition bien définie, on peut aisément calculer J(T) en fonction de T et déterminer ainsi T_m et $J(T_m)$. A partir des valeurs mesurées de $\varepsilon(r)$ et $\varepsilon(r_m)$, $J(T_m)$ étant connu, la relation (7) permet de déterminer J(T) et T en chaque point du plasma.

Le tableau I contient les températures d'émission maximale d'un certain nombre de raies émises dans différentes conditions.

On trouvera dans le livre /1/ de R. Rompe et M. Steenbeck "Progress in Plasmas and Gas Electronics" les températures d'émission maximale des raies d'un grand nombre d'éléments ; il est aussi utile de mentionner les travaux de Krempl /7/ qui a proposé une formule approximative permettant d'obtenir T_m avec une assez bonne précision (erreur relative inférieure à 3 %). Cette méthode est généralement peu précise, le maximum du coefficient d'émission étant sauf pour de très forts gradients de température peu accentué ; cependant elle est relativement sûre et ne nécessite pas la connaissance des probabilités de transition, ni la mesure en valeur absolue des coefficients d'émission.

TABLEAU I

Elément	Raie A	Conditions d'émission	T_m K	Références
Ar I	6965 7635	Plasma d'Argon Pression 1,1 atm	15000	/2/-/3/
Ar II	4806	Plasma d'Argon Pression 1,1 atm	25000	/2/-/3/
Cu I	5218	Plasma de Cu Pression 1 atm	10000	/4/
Cu I	5218	Plasma Argon - Cuivre 0,99 atm Ar+0,001 atm Cu	13000	/4/
H_α	6563	Plasma d'Hydrogène Pression 1 atm	16500	/4/
He I	3187 3888	Plasma d'Hélium Pression 1 atm	24300	/5/
N I	4935	Plasma d'Azote Pression 1 atm	15000	/6/
N III	4097	Plasma d'Azote Pression 1 atm	48000	/7/
O I	6046	Plasma de H_2O Pression 1 atm	16000	/8/
O II	4649	Plasma d'Air Pression 1 atm	32000	/9/
S I	4695	Plasma de SF_6 Pression 1 atm	11000	/10/
S II	5454	Plasma de SF_6 Pression 1 atm	13500	/10/

2.2.3 - Valeur absolue du coefficient d'émission

Pour un plasma supposé en équilibre thermodynamique local (ETL) et de composition chimique donnée, il est facile de déterminer pour toute pression la densité N(T) de chaque espèce et de calculer ensuite si la probabilité de transition est connue, le coefficient d'émission $\varepsilon(T)$ à une température T.

La courbe théorique $\varepsilon = f(T)$ (Figure IX.4) permet alors de connaître la température T en un point quelconque du plasma à partir de la mesure du coefficient d'émission en ce point ; ce dernier est déduit par inversion d'Abel de l'intensité émise par le plasma et mesurée en valeur absolue par comparaison avec l'intensité d'une source étalon : lampe à ruban de tungstène, arc au carbone. Cette méthode est relativement précise pour les températures inférieures à la température T_m d'émission maximale de la raie ; dans ce cas, la variation de ε en fonction de T dépend principalement du terme :

$\exp^{-\left(\frac{E_u}{kT}\right)}$ (relation (2)) et l'erreur relative sur la température se met sous la forme :

$$\frac{\Delta T}{T} \simeq \left(\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} + \frac{\Delta A_{ul}}{A_{ul}} \right) \frac{kT}{E_u} \qquad (9)$$

La présence du facteur $\frac{kT}{E_u} << 1$ dans le cas des plasmas d'arc permet d'obtenir une précision convenable sur la température, même avec des erreurs relativement importantes sur ε et A.

Par exemple, avec $\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} = 20\ \%$, $\frac{\Delta A}{A} = 30\ \%$, $E_u = 10$ eV, $kT = 1$ eV (T≃11600 K)

$$\frac{\Delta T}{T} = 5\ \%$$

L'utilisation de cette méthode nécessite la connaissance des probabilités de transition et la composition du plasma.

Actuellement, un grand nombre de probabilités de transition sont connues et les meilleures valeurs ont été répertoriées et discutées par W.L. Wiese /11/.

La composition du plasma est souvent difficile à déterminer lorsque les raies observées proviennent d'impuretés arrachées aux électrodes ou aux parois de l'enceinte contenant le plasma ; par ailleurs, lorsque plusieurs espèces chimiques sont en présence, les vitesses de diffusion différentes des divers atomes et ions modifient localement la composition chimique du plasma et peuvent ainsi provoquer des écarts importants entre les densités réelles et théoriques calculées à partir de la température locale ; il est cependant possible dans ce cas, d'obtenir la température du plasma sans en connaître la composition par des mesures de rapport d'intensité de raies.

2.3 - Utilisation des rapports des coefficients d'émission de raies

2.3.1 - Rapport d'intensité de deux raies émises par une même particule

Le rapport R des coefficients d'émission ε_1 et ε_2 des raies (1) et (2) émises par une même particule est :

$$R = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1} = \frac{\nu_1}{\nu_2} \frac{A_1}{A_2} \frac{g_1}{g_2} \exp - \left(\frac{E_1 - E_2}{kT} \right) \qquad (10)$$

g, E : poids statistique et énergie du niveau de départ de la transition rapportée au fondamental

ν, A : fréquence et probabilité de transition

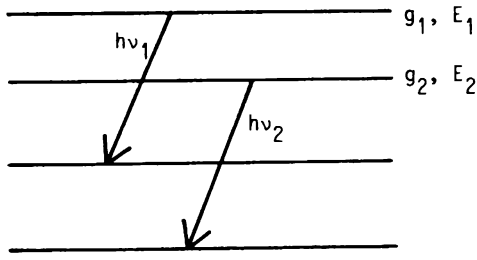


Figure IX.10 -

Le rapport R est indépendant de la fonction de partition Z(T) et de la densité N(T) des atomes émetteurs, donc il n'est pas nécessaire de connaître la composition du plasma ; l'expression (10) de R est également valable dans le cas de l'ETL partiel.

Si le rapport $\frac{A_1}{A_2}$ des probabilités de transition est connu, la relation (10) permet de calculer la température T.

L'erreur relative $\frac{\Delta T}{T}$ s'écrit :

$$\frac{\Delta T}{T} = \left(\frac{\Delta(\varepsilon_1/\varepsilon_2)}{\varepsilon_1/\varepsilon_2} + \frac{\Delta(A_1/A_2)}{A_1/A_2} \right) \frac{kT}{E_1-E_2} \qquad (11)$$

L'erreur $\frac{\Delta T}{T}$ sera d'autant plus grande que la différence d'énergie (E_1-E_2) sera faible ; cette méthode peut s'appliquer avec succès dans le cas des plasmas de vapeurs métalliques, où il est possible de trouver des raies dont les niveaux de départ sont séparés par des différences d'énergie importantes.

2.3.2 - Rapport d'intensité de deux raies émises par deux ions d'un même élément

Pour augmenter la différence d'énergie (E_1-E_2) et améliorer la précision, on peut utiliser deux raies (1) et (2) émises par deux ions d'un même élément de charge respective (z+1)e et ze.

Désignons par N_j^{z+1}, g_j^{z+1}, E_j^{z+1} et par N_i^z, g_i^z, E_i^z les populations, les poids statistiques et les énergies des niveaux de départ des raies émises respectivement par les ions z+1 et z.

Les coefficients d'émission des raies (1) et (2) s'écrivent :

$$\varepsilon_1 = \frac{h\nu_1}{4\pi} N_j^{z+1} A_1$$

$$\varepsilon_2 = \frac{h\nu_2}{4\pi} N_i^z A_2$$

En combinant la loi de Saha et de Boltzmann, on obtient pour le rapport R des coefficients d'émission :

$$R = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = 2\frac{\nu_1 A_1 g_j^{z+1}}{\nu_2 A_2 g_i^z} \frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3} \frac{1}{N_e} \exp^{-\left(\frac{E_j^{z+1}+E_\infty^z-E_i^z}{kT}\right)} \qquad (12)$$

E_∞^z : Energie d'ionisation de l'ion z.

Etant donné les grandes valeurs que peut prendre la différence d'énergie $E_j^{z+1} + E_\infty^z - E_i^z$, cette méthode est très précise pour la détermination de la température, mais son utilisation nécessite la connaissance de la densité électronique N_e en chaque point du plasma.

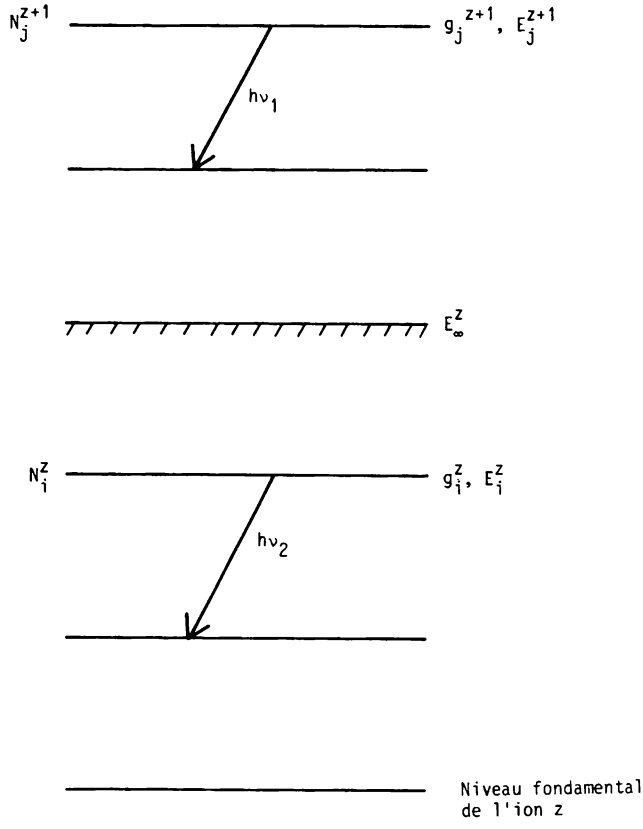


Figure IX.11 -

2.4 - Méthode du graphique de BOLTZMANN

Lorsque l'équilibre thermodynamique est réalisé, la densité de population N_u, d'un niveau d'énergie E_u, peut se mettre d'après la relation de Boltzmann (2) sous la forme :

$$\text{Log}\frac{N_u}{g_u} = -\frac{E_u}{kT} + K(T) \qquad (13)$$

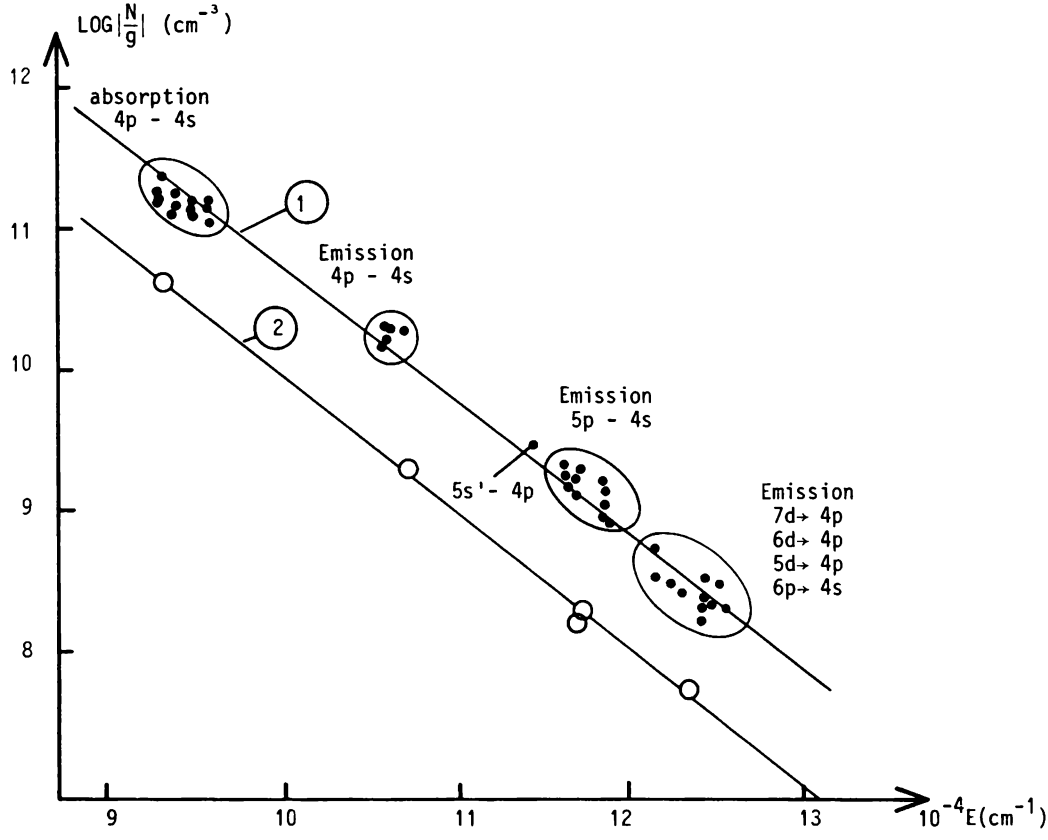
avec : $K(T) = \text{Log}\frac{N(T)}{Z(T)}$

Le coefficient K ne dépend que de la température T du point du plasma considéré ; le tracé en ce point de la droite

$$y = \text{Log}\,\frac{N_u}{g_u}$$

en fonction de E_u, dont la pente est $-\frac{1}{kT}$ permet de déterminer T.

Les densités de population N_u des différents niveaux d'énergie peuvent être obtenues soit à partir du coefficient d'émission des raies issues de ces niveaux (formule 1), soit à partir de la mesure du coefficient d'absorption des raies. Cette méthode a le grand avantage de permettre une vérification de l'ETL en chaque point du plasma ; par ailleurs, il n'est pas nécessaire de connaître N_u en valeur absolue ; cependant, sa mise en oeuvre est souvent rendue difficile par la nécessité de trouver un nombre convenable de raies ayant des probabilités de transition sûres et des niveaux de départ suffisamment espacés en énergie ; sur la figure IX.12 est représenté le graphique de Boltzmann obtenu sur un jet laminaire de plasma d'Argon ($N_e \simeq 10^{15} cm^{-3}$, $T_e \simeq 6500$ K, $T_o \simeq 4000$ K).



Courbe 1 : p = 1 bar T_e = 6600 K $N_e = 1{,}6 \times 10^{15}$ cm^{-3}

Courbe 2 : p = 2,5 bar T_e = 6250 K $N_e = 5{,}9 \times 10^{14}$ cm^{-3}

Figure IX.12 -

2.5 - Méthodes utilisant le profil des raies

2.5.1 - Généralités

Les raies spectrales émises par les atomes ou les ions ne sont pas infiniment étroites mais présentent un certain profil qui dépend des conditions physiques dans lesquelles l'atome émetteur se trouve placé.

Classiquement, on peut considérer que l'atome émetteur est un oscillateur dont la durée d'émission est limitée. On sait que le spectre de Fourier d'une onde de fréquence ν_0 de durée de vie finie Δt, présente une certaine largeur $\Delta\nu$ (figure IX.13) telle que $\Delta t\ \Delta\nu \simeq 1$.

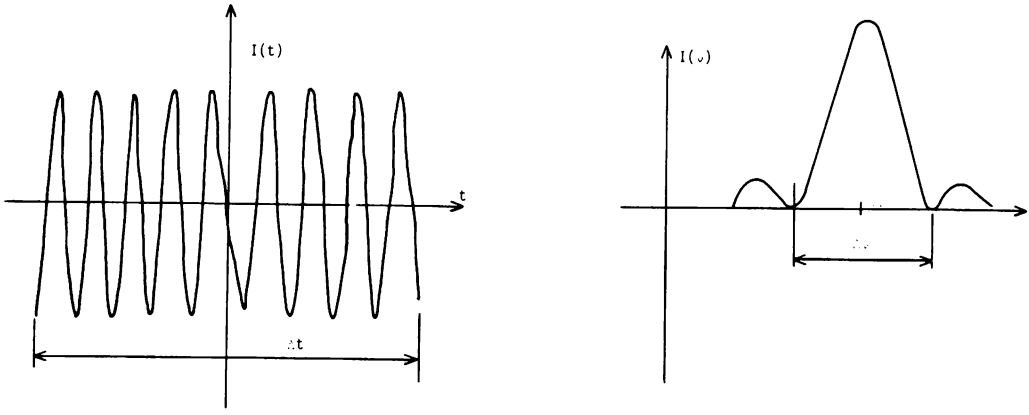


Figure IX.13 -

$\Delta\nu$ est d'autant plus petit que Δt est grand ; en particulier le spectre de Fourier d'une onde illimitée dans le temps se réduit à la fréquence ν_0 de l'onde.

On distingue plusieurs processus d'élargissement :

- L'élargissement naturel des raies spectrales résultant du fait que les durées de vie des états excités ne sont pas infinies est toujours très faible ($\Delta\lambda \simeq 10^{-4}$ Å) et généralement négligeable devant les autres types d'élargissement qui interviennent dans les plasmas (élargissement Doppler, élargissement collisionnel).

- L'élargissement Doppler statistique

  Soit ν_o la fréquence d'une raie émise par un atome au repos ; si cet atome est animé d'une vitesse de composante v suivant la direction d'observation, la raie est déplacée d'une quantité $\Delta\nu$ telle que :

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_o} = \frac{v}{c}$$

  c : vitesse de la lumière.

  La superposition des raies émises par un volume de plasma contenant un ensemble d'atomes dont les vecteurs vitesse sont orientés dans toutes les directions de l'espace avec des modules répartis suivant une loi maxwellienne, correspond à l'émission d'un profil Doppler de la forme :

$$I(\nu) = I(\nu_o) \exp -\left(\frac{\nu-\nu_o}{\Delta\nu_D}\right) \qquad (14)$$

avec $$\Delta\nu_D = \frac{\nu_o}{c} \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2}$$

  m : masse de l'atome émetteur.

  Exprimée en longueur d'onde, la largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ du profil est donnée par la relation :

$$\Delta\lambda = 7{,}16.10^{-7}\ \lambda o \left(\frac{T}{M}\right)^{1/2}$$

  M : masse moléculaire, $\Delta\lambda$ et λ_o en Å, T en K.

  $\Delta\lambda$ permet de déterminer T qui est la température des particules lourdes du plasma, souvent différente de la température électronique T_e.

Dans le cas d'un plasma d'Argon à T = 4000 K et pour λ_o = 4000 Å $\Delta\lambda \simeq 5.10^{-2}$Å.

En fait ce type d'élargissement est souvent faible devant les élargissements de type collisionnel.

- L'élargissement collisionnel

L'émission de l'atome peut être interrompue ou bien subir un changement de phase lorsque l'atome émetteur subit un choc avec une autre particule : atome, électron, ion ; il en résulte un nouvel élargissement de la raie qui est l'élargissement collisionnel.

On distingue deux types d'élargissement collisionnel :

. l'élargissement par les particules chargées (électrons, ions) ou élargissement "Stark",

. l'élargissement par les particules neutres souvent appelé élargissement de pression.

L'élargissement Stark devient prépondérant lorsque le degré d'ionisation du plasma est supérieur à 1 %, ce qui est généralement le cas des arcs électriques.

Le calcul de l'élargissement par les électrons est très différent de celui des ions. Les électrons sont des particules légères, donc rapides pour lesquelles on peut admettre que la durée de la collision est très petite par rapport à la durée de l'émission du train d'onde ; c'est l'approximation de "l'impact" ; le profil d'une raie élargie dans ces conditions est un profil de dispersion ou profil de Lorentz de la forme :

$$I(\nu) = \frac{2}{\Delta w} \frac{1}{(\nu-\nu_o+d)^2 + (\frac{\Delta w}{2})^2} \qquad (15)$$

Δw : largeur à mi-hauteur de la raie
d : déplacement

Les ions au contraire sont des particules lourdes peu rapides et on admet dans les calculs que le champ électrique des ions auquel est soumis l'atome émetteur reste constant pendant toute la durée de l'émission ; c'est l'approximation quasi-statique diamétralement opposée à l'approximation de l'impact ; on retombe dans le cas de l'effet Stark classique dans lequel l'atome émetteur est soumis à un champ électrique

statique. Cet effet est particulièrement important dans l'Hydrogène où une raie peut être décomposée en une multitude de composantes "Stark" régulièrement espacées les unes des autres (Figure IX.14).

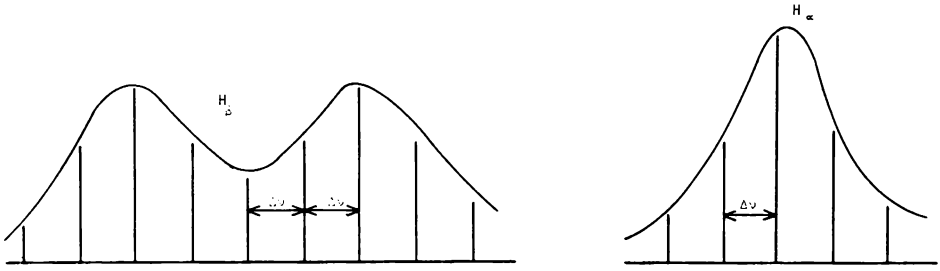


Figure IX.14 - Décomposition Stark de Hα et Hβ

Plus les raies sont issues de niveaux élevés et plus le nombre des composantes Stark est grand.

Pour l'Hydrogène, l'écart $\Delta\nu$ entre les diverses composantes "Stark" est proportionnel au champ électrique E ; l'effet Stark est linéaire.

Dans le cas des autres gaz, $\Delta\nu$ est proportionnel au carré du champ électrique et l'effet Stark est du second ordre.

Dans les plasmas, on doit tenir compte à la fois de l'élargissement par les électrons et par les ions ; le champ électrique quasi-statique des ions fait apparaître les composantes Stark classiques élargies ensuite chacune par les collisions électroniques sous forme d'un profil de dispersion. A titre d'exemple, on a représenté sur la figure IX.15, le profil de la raie Hβ élargie à la fois par les ions et les électrons.

Les profils observés seront donc très différents selon qu'il s'agit des raies de l'Hydrogène pour lesquelles l'effet Stark linéaire des ions est important ou des raies d'un autre élément où l'effet Stark quadratique des

ions est faible ; le profil des raies de l'Hydrogène est donc principalement imposé par l'effet Stark des ions alors que pour les raies des autres atomes où l'effet Stark des électrons est prépondérant, le profil sera essentiellement un profil de dispersion.

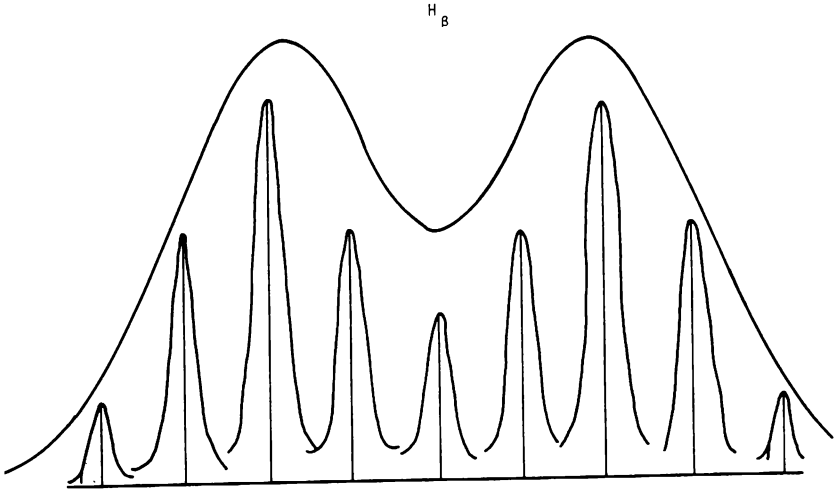


Figure IX.15 -

2.5.2 - Application au diagnostic des plasmas

Quand l'effet Stark prédomine, ce qui est généralement le cas pour les arcs électriques, l'élargissement des raies dépend principalement de la densité électronique N_e et très peu de la température T ; dans ces conditions, les largeurs des raies observées nous permettent d'obtenir directement N_e, que le plasma soit en équilibre thermodynamique ou non et quelle que soit sa température ou sa composition chimique.

On utilise souvent pour le diagnostic les raies de l'Hydrogène et en particulier la raie Hβ qui présente plusieurs avantages importants ; les calculs qui relient sa largeur à la densité électronique sont relativement sûrs et permettent la mesure de N_e avec une erreur relative inférieure à 5 %, ce qui n'est pas le cas des atomes ayant une structure électronique plus complexe qui ne permettent pas des calculs aussi précis. Par ailleurs Hβ, qui est très intense, peut être observée même quand l'hydrogène est présent à l'état de traces dans le plasma ; il est aussi souvent possible d'ajouter une petite quantité d'Hydrogène (1 %) dans le plasma sans le

perturber notablement. D'autre part Hβ est très élargie et peut être utilisée dans un domaine étendu de densité électronique ($10^{14} < N_e\ cm^{-3} < 10^{17}$).

Parmi les différentes théories d'élargissement des raies de l'Hydrogène, les plus connues sont : la théorie de Griem, Kolb et Shen /12/ exposée dans le livre de Griem "Plasma Spectroscopy" /13/, la théorie de Kepple présentée par Griem /14/, la théorie de Smith, Cooper, Vidal dont les résultats sont présentés sous forme de table dans la publication /15/.

Les travaux de Wiese et al /16/, montrent que les profils de Hα, Hβ et Hγ mesurés avec beaucoup de soin sont en meilleur accord avec la théorie de SCV /15/ qu'avec celle de Kepple ou celle de Griem ; Preston /17/ a fait également la même constatation sur un plasma Argon-Hydrogène.
Pour les raies de l'Hydrogène, la densité électronique N_e est reliée à la largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ de la raie par une expression de la forme :

$$N_e = C(N_e,T)\ \Delta\lambda^{3/2} \qquad (16)$$

où $C(N_e,T)$ est un coefficient qui en fait ne dépend que faiblement de N_e et T. Dans le cas des raies de la série de Lyman et de Balmer $C(N_e,T)$ peut se déduire des paramètres d'élargissement de ces raies tabulées par Griem /14/.

$\Delta\lambda$ est tracée d'après les tables de SCV /15/ sur la figure IX.16 en fonction de la densité électronique N_e pour trois températures 5.000 K, 10.000 K et 20.000 K.

Pour les densités électroniques comprises entre $3.10^{20} m^{-3}$ et $3.10^{22} m^{-3}$ et dans un domaine de températures comprises entre 5.000 et 20.000 K, on peut obtenir avec une bonne précision N_e à partir de $\Delta\lambda$ par une formule pratique proposée par A. Czernichowski /18/ et déduite des tables de SCV /15/ :

$$\log N_e = 22{,}578 + 1{,}478\ \log(\Delta\lambda) - 0{,}144\ |\log(\Delta\lambda)|^2 - 0{,}1265\ \log T \qquad (17)$$

N_e : concentration électronique en m^{-3}
$\Delta\lambda$: largeur à mi-hauteur de Hβ égale au double de la demi-largeur de l'aile bleue de cette raie exprimée en nm (le profil de Hβ présente une légère dissymétrie)
T : température en K.

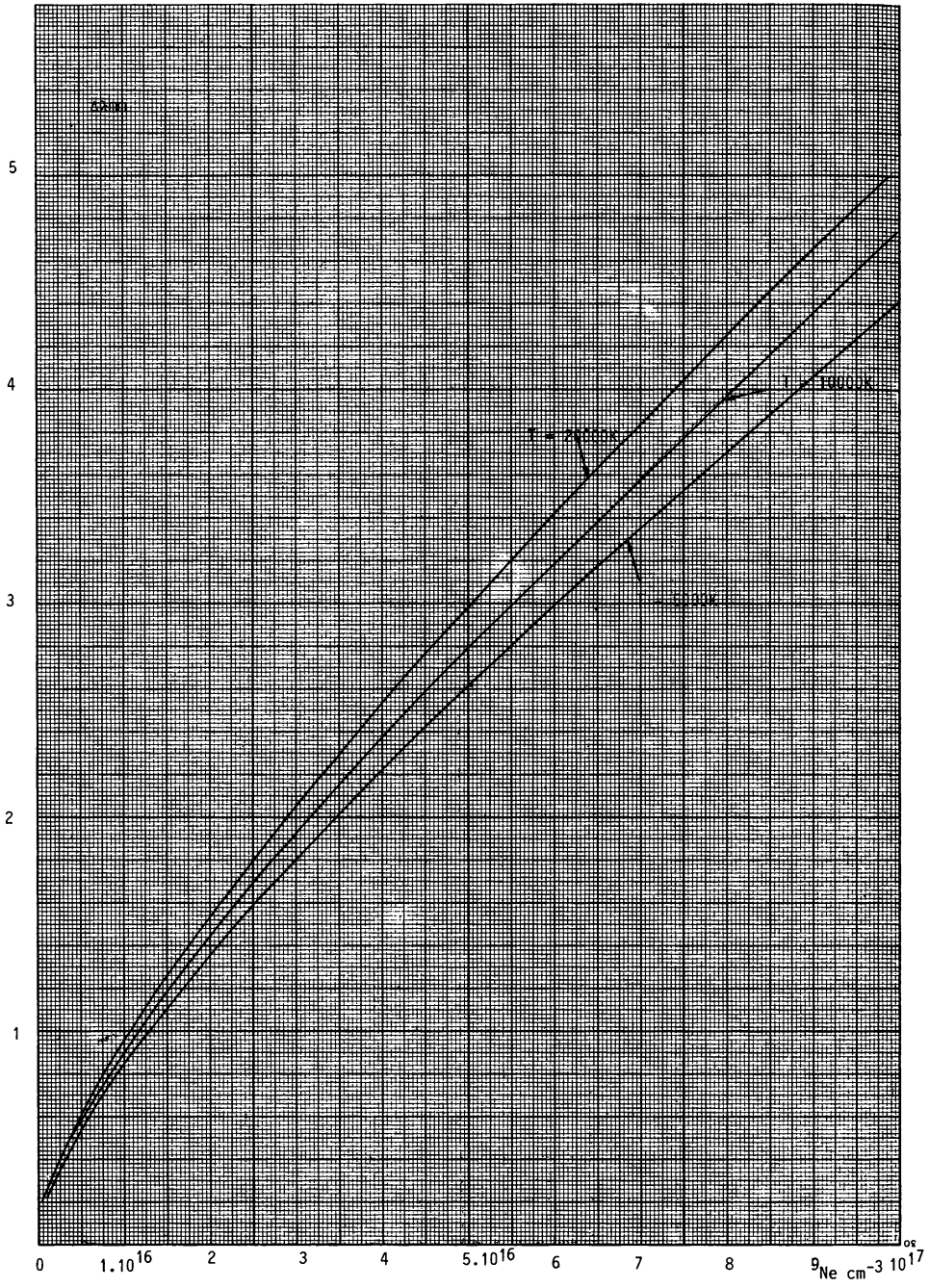


Figure IX.16 -

Le logarithme qui intervient dans l'expression (17) est le logarithme décimal.

Quand les raies de l'hydrogène n'apparaissent pas, on peut parfois utiliser des raies émises par d'autres éléments, dont les paramètres d'élargissement sont connus. Griem /13/ /14/ a déterminé les profils d'un certain nombre de raies isolées (raies dont les niveaux d'énergie, élargis par collisions ne se recouvrent pas) d'un grand nombre d'atomes et d'ions ; pour les éléments autres que l'Hydrogène, l'effet du champ électrique des ions est faible (effet Stark quadratique) et l'élargissement des raies est essentiellement dû aux électrons ; dans ce cas, le profil résultant peut être approximé par un profil de dispersion dont la largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ et le déplacement D sont de la forme :

$$\Delta\lambda = \left[1 + 1{,}75\alpha \, (1-0{,}75r) \right] w \qquad (18)$$

$$D = \left[\frac{d}{w} + 2\alpha \, (1-0{,}75r) \right] w \qquad (19)$$

Pour les raies des ions, une seule fois ionisés, le facteur 0,75r doit être remplacé par 1,2r.

d, w : déplacement et largeur à mi-hauteur dus aux électrons et proportionnels à la densité électronique N_e.

Le rapport $\frac{d}{w}$ dépend uniquement de la température T.

α : paramètre qui caractérise l'élargissement des ions, proportionnel à $N_e^{1/4}$.

$r = 9.10^{-2} N_e^{1/6}/T^{1/2}$ (N_e cm^{-3}, T K) est le rapport de la distance moyenne entre les ions et la distance de Debye.

w, d/w et α ont été tabulés par Griem à diverses températures pour une densité électronique $N_e = 10^{16}$ cm^{-3}.

Les expressions (18) et (19) ne sont seulement valables que pour les plasmas une seule fois ionisés avec $\alpha < 0{,}5$ et $r < 0{,}8$.

On peut également trouver une bibliographie importante concernant l'élargissement des raies spectrales dans "NBS spécial publication 366" : Bibliography on Atomic line shapes and shifts" /19/.

Sur le plan expérimental, cette méthode de diagnostic est assez façile à mettre en oeuvre, la mesure des largeurs de raie ne nécessitant qu'une connaissance en valeur relative de l'intensité du profil ; toutefois on doit s'assurer que les raies utilisées ne sont pas élargies par auto-absorption, ce qui peut être le cas pour la raie Hα de l'Hydrogène.

Pour les plasmas hétérogènes, le profil observé d'une raie résulte en fait de la superposition d'un grand nombre de profils émis par des régions de densité électronique différente ; dans le cas d'une symétrie de révolution, on peut toujours obtenir le profil d'une raie en chaque point du plasma par transformation d'Abel. En pratique, pour un plasma cylindrique de type arc électrique, le profil résultant observé le long d'un diamètre est généralement imposé par l'émission des régions les plus chaudes situées sur l'axe de l'arc ; la densité électronique déduite de ce profil est alors très proche de la densité électronique au centre du plasma.

Aux hautes températures et basses densités électroniques, l'élargissement Doppler peut devenir dans certains cas du même ordre de grandeur et même plus grand que l'élargissement par effet Stark.

Quand le profil Stark est un profil de Lorentz, le profil résultant qui prend en compte l'effet Doppler est un profil de Voigt.

Davis et Vaugham /20/ ont calculé le rapport $\frac{\Delta w_L}{\Delta w_V}$ en fonction de $\frac{\Delta w_D}{\Delta w_V}$.

où Δw_L est la largeur à mi-hauteur du profil de Lorentz
Δw_D, la largeur à mi-hauteur du profil Doppler
Δw_V, la largeur à mi-hauteur du profil de Voigt.

On peut ainsi remonter à Δw_L si Δw_V et Δw_D sont connus.
Quand $\frac{\Delta w_D}{\Delta w_V} < 0{,}1$, on peut admettre que Δw_V est égal à Δw_L avec une erreur relative inférieure à 2 %.

2.6 - Utilisation du rayonnement continu

2.6.1 - Généralités

Le rayonnement continu émis par les plasmas résulte de la superposition de plusieurs spectres continus.

On distingue généralement :

L'émission de freinage des électrons qui correspond au rayonnement émis par les électrons au cours des chocs qu'ils font avec les ions (positifs ou négatifs) ou avec les atomes neutres. Dans le cas des arcs électriques, la plus importante de ces deux émissions est l'émission de freinage électron-ion positif. Pour des électrons ayant une fonction de distribution maxwellienne de température T_e, le coefficient d'émission de Freinage ε_f en présence d'ions de charge ze est de la forme /21/

$$\varepsilon_f(\nu,T_e) = C_1 z^2 \frac{N_e N_z}{\sqrt{T_e}} G_z(\nu,T_e) \qquad (20)$$

N_z : densité des ions de charge z

$G_z(\nu,T_e)$: facteur de Gaunt

$G_z(\nu,T_e) = e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}$ dans le visible

Dans l'infra-rouge lointain ($h\nu \ll kT$) $G_z = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \text{Log} \frac{kT}{1{,}44\ ze^2 N_z^{1/3}}$

$$C_1 = \frac{16\pi e^6}{3c^3(6\pi m^3 k)^{1/2}(4\pi\varepsilon_0)^3} = 5{,}46.10^{-52} \text{ SI}$$

Si le plasma contient plusieurs espèces chargées :

$$\varepsilon_f(\nu,T_e) = C_1 \frac{N_e}{\sqrt{T_e}} \sum_z z^2 N_z G_z(\nu,T_e) \qquad (21)$$

Pour un plasma, une seule fois ionisé :

$$\varepsilon_f(\nu,T_e) = C_1 \frac{N_e^2}{\sqrt{T_e}} G_1(\nu,T_e) \qquad (22)$$

Le rayonnement de recombinaison résulte de la capture d'un électron libre de vitesse v par un ion A_1^z de charge ze dans l'état fondamental pour donner un ion A_n^{z-1} de charge (z-1)e dans un état d'énergie n et un photon $h\nu$ de fréquence ν suivant la réaction :

$$A_1^z + e \longrightarrow A_n^{z-1} + h\nu \qquad (23)$$

$$\text{avec } h\nu = E_\infty^{z-1} - E_n^{z-1} + \frac{1}{2} mv^2 \qquad (24)$$



Figure IX.17 -

Pour les électrons de vitesse nulle (v=0), les photons émis ont d'après (24) une fréquence ν_n, telle que : $h\nu_n = E_\infty^{z-1} - E_n^{z-1}$ (25)
Compte tenu de (25), la relation (24) se met sous la forme :

$$h\nu = h\nu_n + \frac{1}{2} mv^2 \quad \text{avec } \nu \geq \nu_n$$

Le spectre de fréquence du rayonnement de recombinaison est constitué par les fréquences ν supérieures à une fréquence limite ν_n caractéristique du niveau n. Le coefficient d'émission pour une distribution des vitesses maxwellienne de température T_e s'écrit /22/ :

$$\varepsilon_{R,n}(\nu,T_e) = C_2 \frac{N_e N_1^z}{T_e^{3/2}} \nu^3 \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right) \frac{g_n^{z-1}}{g_1^z} \sigma_n^{z-1}(\nu) \qquad (26)$$

$\sigma_n^{z-1}(\nu)$: section efficace de photo-ionisation du niveau n
$\sigma_n^{z-1}(\nu) = 0$ pour $\nu < \nu_n$

Pour obtenir le coefficient de recombinaison totale ε_R à la fréquence ν, on doit ajouter la contribution de tous les niveaux n de l'atome, soit :

$$\varepsilon_R(\nu,T_e) = C_2 \frac{N_e N_1^z}{T_e^{3/2}} \nu^3 \exp^{-\frac{h\nu}{kT_e}} \sum_{n \geq n_o} \frac{g_n^{z-1}}{g_1^z} \sigma_n^{z-1}(\nu) \qquad (27)$$

n_o doit satisfaire la relation $E_\infty^{z-1} - E_{n_o}^{z-1} = h\nu$

Pour les atomes et ions hydrogénoïdes, en utilisant la section efficace de photo-ionisation de Kramers /23/, on obtient :

$$\varepsilon_R(\nu,T_e) = C_1 z^2 \frac{N_e N_1^z}{\sqrt{T_e}} \left[1 - \exp^{-\frac{h\nu}{kT_e}} \right] \qquad (28)$$

Dans le cas des atomes et ions non hydrogénoïdes, on doit introduire dans (28) un facteur $\xi_z(\nu,T_e)$ qui tient compte de leur structure électronique particulière :

$$\varepsilon_R(\nu,T_e) = C_1 z^2 \frac{N_e N_1^z}{\sqrt{T_e}} \xi_z(\nu,T_e) \left[1 - \exp^{-\frac{h\nu}{kT_e}} \right] \qquad (29)$$

Pour un plasma, une seule fois ionisé (29) s'écrit :

$$\varepsilon_R(\nu,T_e) = C_1 \frac{N_e^2}{\sqrt{T_e}} \xi(\nu,T_e) \left[1 - \exp^{-\frac{h\nu}{kT_e}} \right] \qquad (30)$$

Un certain nombre d'auteurs (Biberman /24/, Schlütter /25/, Hofsaess /26/) ont calculé le coefficient (ν,T_e) pour les gaz rares et divers éléments comme : Li,C,N,O,Mg,Al,S,Hg.

Dans le visible, $\frac{h\nu}{kT_e} \gg 1$ et $\exp^{-\frac{h\nu}{kT_e}} \ll 1$; les relations (22) et (30) montrent que le rayonnement continu se réduit essentiellement au rayonnement de recombinaison :

$$\varepsilon(\nu,T_e) = C_1 \frac{N_e^2}{\sqrt{T_e}} \quad (\nu,T_e)$$

Dans l'infra-rouge lointain $\frac{h\nu}{kT_e} << 1$, $\exp - \frac{h\nu}{kT_e} \simeq 1$, l'émission continue est surtout une émission de rayonnement de freinage électron-ion.

$$\varepsilon(\nu,T_e) = C_1 \frac{N_e^2}{\sqrt{T_e}} G_1(\nu,T_e)$$

Emission continue des ions négatifs

Certains atomes ou molécules (H,F,C,N,O,S,Cl,O_2) peuvent capturer un électron libre pour former un ion négatif avec émission d'un rayonnement continu analogue au rayonnement de recombinaison radiative électron-ion ; le processus inverse est le photo-détachement :

$$A + e \underset{\leftarrow}{\rightarrow} \overline{A} + h\nu$$

Si v est la vitesse de l'électron libre, on a :

$$h\nu = E_a + \frac{1}{2} mv^2$$

Le coefficient spectral d'émission continue peut être calculé de la même façon que le coefficient de recombinaison radiative (relation 26).

En pratique, aux températures élevées des arcs électriques (T > 10.000 K) les densités d'ions négatifs sont très faibles et ce type d'émission est généralement négligeable devant l'émission de recombinaison radiative et le rayonnement de freinage électron-ion. Dans le cas d'un plasma de SF_6, le fond continu d'attachement de l'ion négatif F^- n'existe seulement que dans l'Ultra-violet pour $\lambda < 3046$ Å /27/ /28/.

Pseudo fond continu des raies

Dans les plasmas denses ($N_e > 10^{17}$ cm^{-3}), les raies voisines élargies par effet Stark peuvent se recouvrir et donner l'impression d'un fond continu ; cet effet est particulièrement important dans l'Hydrogène où les raies sont très fortement élargies par l'effet Stark linéaire.

2.6.2 - Application au diagnostic des plasmas d'arc

Dans un grand nombre de plasmas et en particulier dans le cas des arcs électriques le spectre continu émis se réduit généralement au rayonnement de freinage et de recombinaison.

Aux températures des plasmas d'arc ($T \simeq 10^4 K$), l'émission de recombinaison domine dans le visible, alors que dans l'infra-rouge lointain ($h\nu < kT_e$) l'émission de rayonnement de freinage est prépondérante.

Pour effectuer le diagnostic d'un plasma à partir de son émission continue dans de bonnes conditions, il est important de s'assurer que le plasma est optiquement mince aux longueurs d'onde utilisées.

Le coefficient d'absorption par effet photo-électrique $k_R(\nu,T_e)$ /21/ est toujours très petit dans le visible ; par contre, le coefficient d'absorption $k_F(\nu,T_e)$ du rayonnement par effet de rayonnement de freinage inverse /29/ peut devenir très grand dans l'infra-rouge lointain et le plasma peut être optiquement épais.

Dans le visible et l'ultra violet proche, on mesure en valeur absolue l'intensité du rayonnement du plasma en la comparant à l'intensité émise par une lampe à ruban de tungstène étalon /30/ ou à un arc à électrodes de carbone éclatant dans l'air ou le CO_2 /31/ /32/.

Dans l'infra-rouge lointain ($\lambda > 2\ \mu$) il n'existe pas de source étalon standard ; il est possible d'utiliser un corps noir constitué par un tube de graphite percé d'un petit orifice ou un "globar", bâtonnet de carbure de Silicium chauffé par effet Joule et étalonné en énergie à partir de la mesure de son coefficient spectral d'émission /29/.

Dans le cas d'un plasma cylindrique et optiquement mince, on détermine à l'aide de la transformation d'Abel, la répartition radiale du coefficient spectral d'émission continue $\varepsilon(r)$ à partir de la distribution transversale d'intensité $I(y)$. Les expressions (22) et (30) de $\varepsilon_F(\nu,T_e)$ et $\varepsilon_R(\nu,T_e)$ sont valables même si le plasma est hors d'équilibre pourvu que la distribution des vitesses des électrons soit maxwellienne.

$\varepsilon_F(\nu,T_e)$ et $\varepsilon_R(\nu,T_e)$ respectivement proportionnels à N_e^2 et à $T_e^{-1/2}$ permettent de mesurer convenablement N_e, même si T_e n'est pas connue avec une très grande précision.

2.7 - Intensité relative d'une raie et du fond continu adjacent

On considère un plasma une seule fois ionisé et ne contenant qu'une seule espèce d'atomes.

Le coefficient d'émission d'une raie de fréquence ν s'écrit d'après la formule (1) :

$$\varepsilon = \frac{h\nu}{4\pi} A_{ul} N_u$$

Si l'équilibre thermodynamique relatif est réalisé entre le niveau u et les niveaux supérieurs, la loi de Saha permet d'exprimer N_u, en fonction de la densité électronique N_e par la relation :

$$\frac{N_e^2}{N_u} = 2\frac{Z_1(T)}{g_u} \frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3} \exp -\left(\frac{E_\infty - E_u}{kT}\right) \qquad (31)$$

$Z_1(T)$: fonction de partition de l'ion

avec $\varepsilon = \frac{h\nu}{4\pi} A_{ul} N_e^2 \frac{g_u}{2Z_1(T)} \left(\frac{h^2}{2\pi mk}\right)^{3/2} T^{-3/2} \exp \frac{E_\infty - E_u}{kT}$ (32)

Dans le cas d'un rayonnement de recombinaison, le coefficient d'émission continu ε_R s'écrit (relation 30) :

$$\varepsilon_R = C_1 \frac{N_e^2}{T^{1/2}} \xi(\nu, Te) \left[1 - \exp - \frac{h\nu}{kT} \right]$$

Le rapport $\varepsilon/\varepsilon_R$ se met alors sous la forme :

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_R} = A \frac{1}{Z(T)} \frac{1}{T} \frac{\exp -\left(\frac{E_\infty - E_u}{kT}\right)}{\xi(\nu,T)\left(1-\exp - \frac{h\nu}{kT}\right)} \qquad (33)$$

Le rapport $\varepsilon/\varepsilon_R$ est indépendant de la densité électronique N_e et ne dépend que de la température T ; sa mesure permet de déterminer directement T.

Cette méthode présente plusieurs avantages intéressants :

- Elle ne nécessite que l'équilibre thermodynamique local partiel qui est souvent réalisé aux faibles densités électroniques,

- Elle est relativement précise :

$$\frac{\Delta T}{T} \simeq \frac{\Delta\varepsilon/\varepsilon_R}{\varepsilon/\varepsilon_R} \frac{1}{1 + \frac{E_\infty - E_u}{kT}} < \frac{\Delta\varepsilon/\varepsilon_R}{\varepsilon/\varepsilon_R}$$

Le rapport $\varepsilon/\varepsilon_R$ s'obtient par une simple mesure relative sans qu'il soit nécessaire de mesurer ε et ε_R en valeur absolue.

3 - METHODE DE DIAGNOSTIC PAR ABSORPTION

3.1 - Absorption des raies

3.1.1 - Définition du coefficient d'absorption spectral

Soit dI_ν, la diminution de l'intensité I_ν d'un faisceau lumineux de fréquence ν absorbée par une tranche de plasma d'épaisseur dx (Figure IX.18).
On définit le coefficient d'absorption spectral X_ν par la relation

$$dI_\nu = X_\nu I_\nu dx \qquad (34)$$

On peut écrire : $$X_\nu = \frac{dI_\nu}{dx} \frac{1}{I_\nu}$$

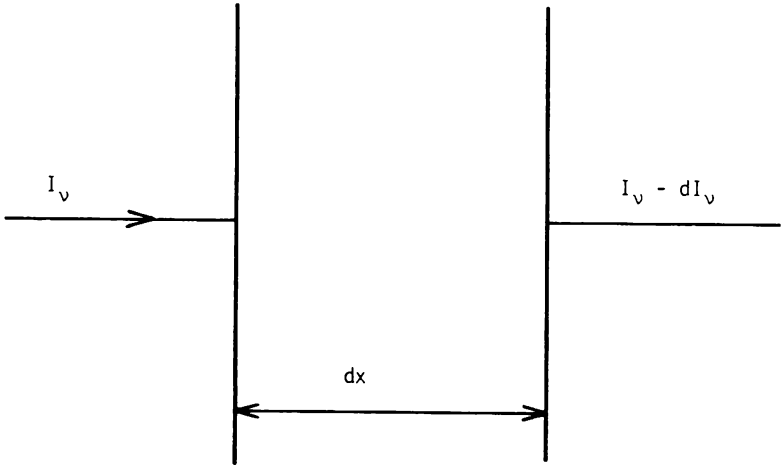


Figure IX.18 -

Cette dernière relation montre que le coefficient d'absorption X_ν est le rapport de l'intensité absorbée par unité de longueur à l'intensité incidente.

Si la fréquence ν du faisceau correspond à une transition entre les niveaux u et w des atomes ($h\nu = E_u - E_l$), on peut encore écrire en utilisant la probabilité d'absorption B_{lu} et d'émission induite B_{ul} :

$$dI_\nu = \frac{h\nu}{4\pi} \left(B_{lu} N_w - B_{ul} N_u \right) U_\nu \, dx \qquad (35)$$

U_ν est la densité spectrale du rayonnement, qui si le rayonnement est isotrope, est reliée à l'intensité I_ν par l'expression :

$$U_\nu = 4\pi \frac{I_\nu}{c} \qquad (36)$$

En utilisant la loi de Boltzmann, la relation $g_l B_{lu} = g_u B_{ul}$ et la relation (36), on obtient pour X_ν en comparant les expressions (34) et (35) :

$$X_\nu = \frac{h\nu}{c} B_{lu} N_w \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}} \right) \qquad (37)$$

B_{lu} s'exprime en fonction de la probabilité de transition A_{ul} par la formule :

$$B_{lu} = \frac{g_u}{g_l} \frac{c^3}{8\pi h\nu^3} A_{ul} \qquad (38)$$

En utilisant (38), on peut encore écrire X_ν sous la forme :

$$X_\nu = \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{g_u}{g_l} A_{ul} N_l \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}} \right) \qquad (39)$$

Si la température T est connue, on peut déduire la population N_l du niveau inférieur de la transition, de la mesure de X_ν.

Pour les raies ultra-violettes, le terme exponentiel $e^{-\frac{h\nu}{kT}}$ est souvent négligeable devant l'unité et la connaissance de T n'est plus nécessaire pour obtenir N_l.

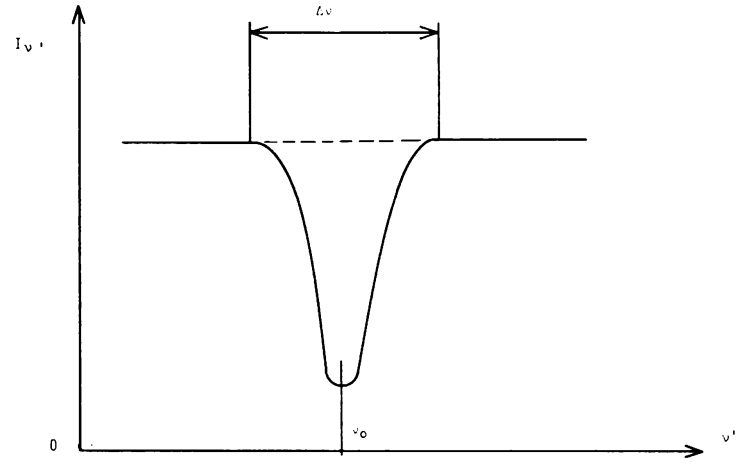


Figure IX.19 -

Cette méthode est particulièrement précieuse pour mesurer les populations des états métastables à partir du coefficient d'absorption X_ν relatif à une raie d'absorption issue d'un de ces niveaux ; les raies d'absorption ne sont pas infiniment étroites, mais présentent comme les raies d'émission un certain profil ; sur la figure IX.19 est représentée l'intensité transmise par le plasma éclairé par un faisceau d'intensité constante sur l'intervalle spectral $\Delta\nu$ correspondant à la raie d'absorption.

On définit le coefficient d'absorption spectral k_ν, relatif à la raie de fréquence ν par la relation :

$$X_\nu = \int_{\Delta u} k_{\nu'} d\nu' \qquad (40)$$

On peut encore écrire : $k_{\nu'} = X_\nu F(\nu')$ (41) où $F(\nu')$ est le profil de la raie d'absorption avec $\int_{\Delta\nu} F(\nu')\, d\nu' = 1$.

Les causes d'élargissement des raies en absorption sont les mêmes qu'en émission (effet Doppler, effet Stark).

$F(\nu') = f(N_e, T, \nu')$ dépend de la densité électronique N_e et de la température T.

3.1.2 - Mesure

On considère d'abord un plasma plan d'épaisseur d (figure IX.20) ; si on désigne par $I^o_{\nu'}$ l'intensité incidence et $I_{\nu'}$ l'intensité transmise, on a :

$$I_{\nu'} = I^o_{\nu'} e^{-\tau_{\nu'}} \qquad (42)$$

avec $\tau_{\nu'} = \int_0^d k_{\nu'}(x)dx$: épaisseur optique

Si le plasma est homogène $\tau_{\nu'} = k_{\nu'} d$ (43)

La mesure de $I^o_{\nu'}$ et $I_{\nu'}$ permet de remonter à $k_{\nu'}$ en utilisant les expressions (42) et (43).

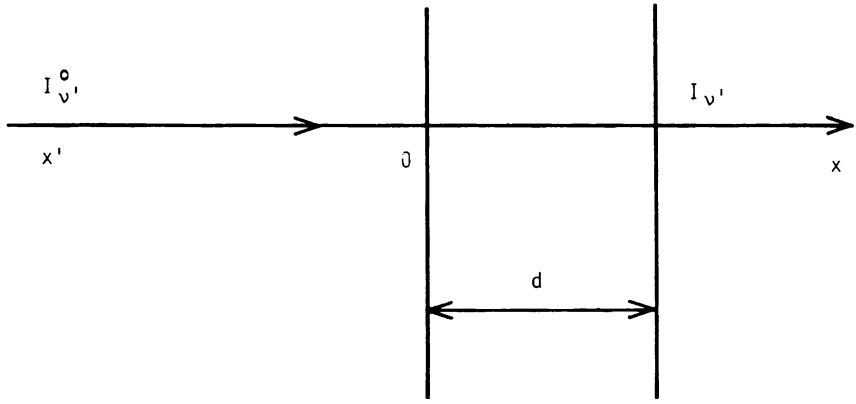


Figure IX.20 -

Dans le cas d'un plasma cylindrique (figure IX.21), l'intensité transmise $I_{\nu'}(y)$ à l'ordonnée y est :

$$I_{\nu'}(y) = I^o_{\nu'}\, e^{-\tau_{\nu'}(y)} \qquad (44)$$

avec $\tau_{\nu'}(y) = 2 \int_0^x k_{\nu'}(r)dx$ (45)

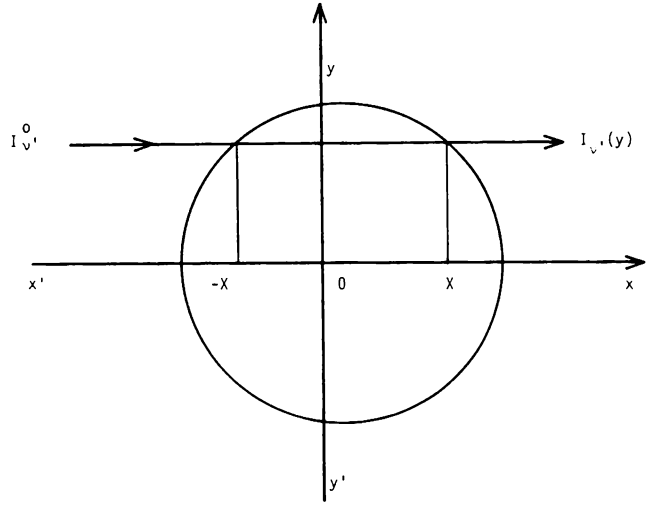


Figure IX.21 -

La formule d'inversion d'Abel (formule 6) permet de déduire la distribution radiale du coefficient d'absorption $k_{\nu'}(r)$ de la distribution transversale de l'épaisseur optique $\tau_{\nu'}(y)$ calculée à partir du rapport :

$$\frac{I_{\nu'}(y)}{I^{o}_{\nu'}} = e^{-\tau_{\nu'}(y)}$$

et

$$k_{\nu'}(r) = -\frac{1}{\pi} \int_{r}^{R} \frac{\frac{d\tau_{\nu'}}{dy}}{\sqrt{y^2 - r^2}}\, dy \qquad (46)$$

On peut alors obtenir selon le mode d'élargissement du profil $k_{\nu'}(r)$ (effet Stark ou effet Doppler), la densité électronique N_e ou la température T du plasma ; $k_{\nu'}(r)$ étant connu, on détermine X_ν par la relation (40) et ensuite la densité N_1 des niveaux inférieurs de la transition par l'une des formules (38) ou (39).

Cette méthode est longue et fastidieuse, car elle nécessite une transformation d'Abel en chaque point du profil de la raie.

Elle est considérablement simplifiée dans le cas d'un profil Doppler, où il suffit seulement de connaître la distribution du coefficient d'absorption $k_{\nu_o}(r)$ au centre de la raie pour calculer X_ν par la relation :

$$X_\nu(r) = k_{\nu_o}(r)\, \sqrt{\pi}\, \Delta\nu_D \qquad (47)$$

avec $$\Delta\nu_D = \frac{\nu_o}{c} \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2}$$

En pratique, les mesures en absorption pour être effectuées dans de bonnes conditions, nécessitent des sources de lumière suffisamment intenses pour que le rayonnement émis par le plasma et qui se superpose sur le faisceau de mesure ne soit pas gênant pour la détection ; pour tracer le profil d'une raie en absorption, il est nécessaire d'avoir une source dont le coefficient d'émission varie peu avec la longueur d'onde sur la largeur $\Delta\nu$ de la raie d'absorption.

L'intensité du rayonnement des sources classiques (lampes à ruban de tungstène) est généralement trop faible et il est nécessaire d'utiliser l'émission d'un arc ou d'un laser à dye qui permet de balayer de manière quasi-continue un intervalle de fréquences déterminé.

3.2 - Absorption continue

La loi de Kirchhoff, permet de calculer le coefficient d'absorption spectral $k(\nu,T)$ du plasma, à partir de son coefficient d'émission spectral $\varepsilon(\nu,T)$ par la relation :

$$\frac{\varepsilon(\nu,T)}{I_o(\nu,T)} = k(\nu,T) \qquad (48)$$

où

$$I_o(\nu,T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1)} \qquad (49)$$

En utilisant les formules (48) et (29), on obtient le coefficient d'absorption spectral par effet photo-électrique $k_R(\nu,T)$ pour les ions de charge (z-1)e :

$$k_R(\nu,T) = C_3 z^2 \frac{N_e N_z}{T^{1/2}} \xi_z \frac{(\nu,T)}{\nu^3} \exp \frac{h\nu}{kT} \left(1 - \exp^{-\frac{h\nu}{kT}} \right)^2 \qquad (50)$$

avec $C_3 = \frac{8\pi e^6}{3hc\,(4\pi\varepsilon_o)^3 \sqrt{6\pi m^3 k}} = 3{,}705.10^{-2}$ S.I

$k_R(\nu,T)$ est en général très petit dans le visible et le proche ultra-violet pour les plasmas de laboratoire et les arcs électriques qui ont des densités électroniques N_e inférieures à $N_e = 10^{20}$ cm^{-3}.

Par contre, l'absorption du rayonnement de freinage inverse peut être mesurable dans l'infra-rouge lointain ($\lambda > 10$ µ) dès que la densité électronique N_e du plasma devient supérieure à $N_e = 10^{16}$ cm^{-3}. Le coefficient d'absorption du rayonnement de freinage inverse pour des ions de charge ze s'écrit d'après les relations (48) et (20) :

$$k_f(\nu,T) = C_3 z^2 \frac{N_e N_z}{T^{1/2}} \frac{G_z(\nu,T)}{\nu^3} \exp \left(\frac{h\nu}{kT} - 1 \right) \qquad (51)$$

Dans l'infra-rouge lointain, $\frac{h\nu}{kT} \ll 1$.

$$k_f(\nu,T) = C_4 z^2 \frac{N_e N_z}{T^{3/2}} \frac{G_z(\nu,T)}{\nu^2}$$

avec $C_4 = \frac{8\pi e^6}{3c\,(4\pi\varepsilon_o)^3 \sqrt{6\pi m^3 k^3}} = 1{,}78.10^{-12}$ S.I

Pour un plasma une seule fois ionisé et ne contenant qu'une seule espèce atomique, on a :

$$k_f(\nu,T) = C_4 \frac{N_e^2}{T^{3/2}} \frac{G(\nu,T)}{\nu^2}$$

La mesure de $k_f(\nu,T)$ permet d'obtenir le rapport $\frac{N_e^2}{T_e^{3/2}}$ et donc de connaître N_e si T_e est connue ou inversement T_e, si N_e est connue.

Sur la figure IX.22 est représentée la variation de l'épaisseur optique τ_f en fonction de la longueur d'onde λ due à l'absorption du rayonnement de freinage inverse d'un jet de plasma d'Argon fonctionnant à la pression atmosphérique à une puissance P = 12 kw (Densité électronique sur l'axe $N_e = 10^{17}$ cm^{-3} - Température sur l'axe $T_e \simeq 13.000$ K).

Les mesures du coefficient d'absorption dans l'infra-rouge lointain à λ = 10,6 µ sont rendues très faciles par l'utilisation d'un laser à CO_2 de faible puissance (quelques watts).

4 - METHODES DE DIAGNOSTIC METTANT A PROFIT L'INDICE DE REFRACTION DU PLASMA

4.1 - Méthode utilisant la mesure de l'indice du plasma

4.1.1 - Indice de réfraction d'un plasma /1/ /33/

L'indice n de réfraction d'un plasma peut s'exprimer en fonction de l'indice de ses différents constituants par une relation de la forme :

$$n-1 = (n-1)_{a_o} + (n-1)_{a^*} + (n-1)_{a^+} + (n-1)_e \qquad (52)$$

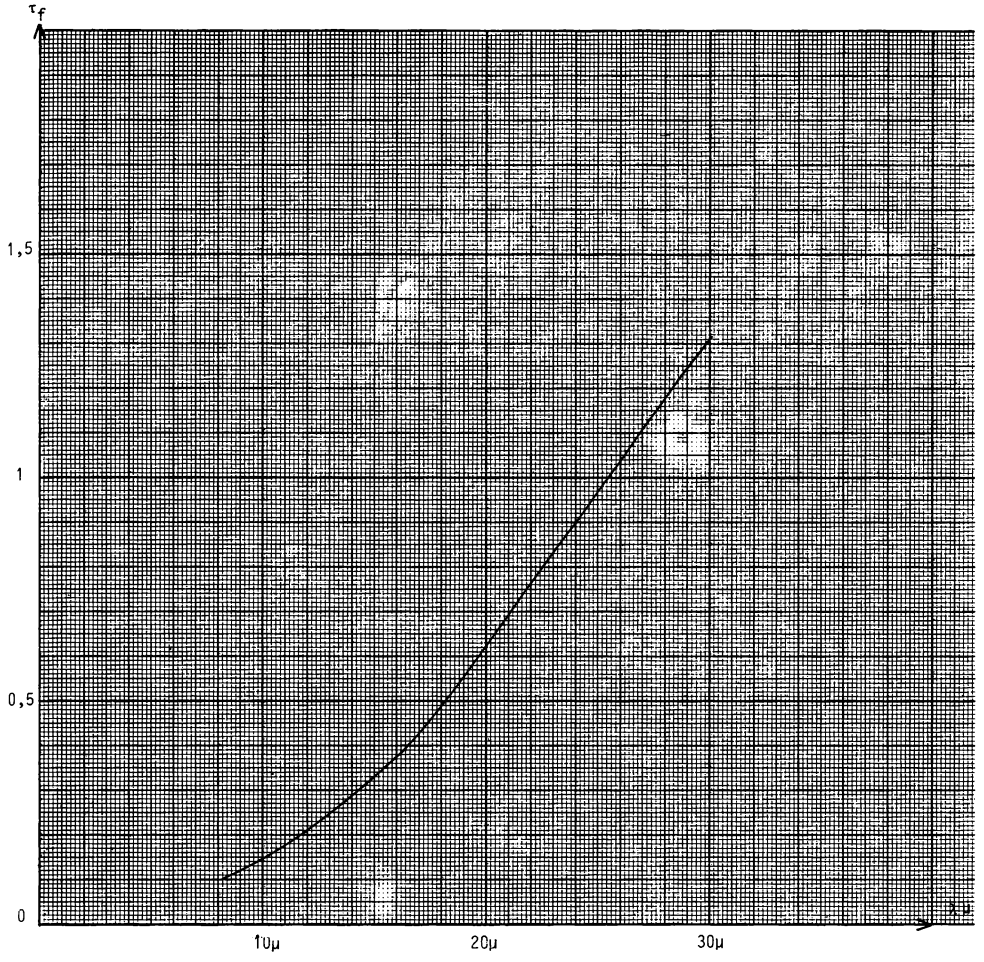


Figure IX.22 -

a_o, a^*, a^+, e désignant respectivement les atomes dans l'état fondamental, les atomes excités, les ions et les électrons.

Pour une espèce i, on a $(n-1)_i = k_i N_i$ (53)

où k_i et N_i sont respectivement la réfractivité et la densité de cette espèce. Si les raies de résonance des atomes ou des ions dans l'état fondamental sont situées dans l'ultra-violet lointain, k_{a_o} peut s'écrire :

$$k_{a_o} = A+B/\lambda^2 \text{ et } (n-1)_{a_o} = (A+B/\lambda^2)No \quad (54)$$

On peut trouver les valeurs de A et B d'un certain nombre d'éléments dans le livre de R. Rompe et M. Steenbeck /1/.

Pour les états excités, la quantité $(n-1)_{a^*}$ est difficile à évaluer ; beaucoup d'auteurs pensent qu'il est légitime de négliger leur contribution dans l'expression (52) compte-tenu de la faible valeur de leur densité ; cependant, la polarisabilité des états excités augmente très rapidement avec le nombre quantique principal n.

Dans le cas d'un plasma d'hydrogène en équilibre thermodynamique à la pression atmosphérique, J. Glasser /34/ a calculé pour trois longueurs d'ondes caractéristiques (λ = 0,63 µm, λ = 3,39 µm, λ = 10,6 µm), le rapport $\frac{(n-1)_{a^*}}{(n-1)_{a_o}}$ en fonction de la température T (figure IX.23).

Dans l'infra-rouge à λ = 3,39 µm, $(n-1)_{a^*}$ devient supérieure à $(n-1)_{a_o}$ pour T > 11.000 K.

Dans le visible à λ = 0,63 µm $(n-1)_{a^*} > (n-1)_{a_o}$ pour T > 14.000 K. La réfractivité des ions k_{a^+} est en général plus petite que celle de l'atome neutre correspondant, puisque les électrons sont plus fortement liés au noyau. En outre, dans les plasmas d'arc où la densité électronique N_e est toujours inférieure à celle des atomes N_o, la quantité $(n-1)_{a^+}$ est toujours inférieure à $(n-1)_{a_o}$.

Dans le cas des électrons, si la fréquence de la lumière est supérieure à la fréquence des collisions électroniques, ce qui est toujours le cas pour les arcs classiques dans le visible et même dans l'infra-rouge jusque λ = 10 µ, $(n-1)_e$ s'écrit :

$$(n-1)_e = - A_e \lambda^2 N_e \quad \text{avec } A_e = \frac{e^2}{8\pi^2 \varepsilon_o m c^2} \quad (55)$$

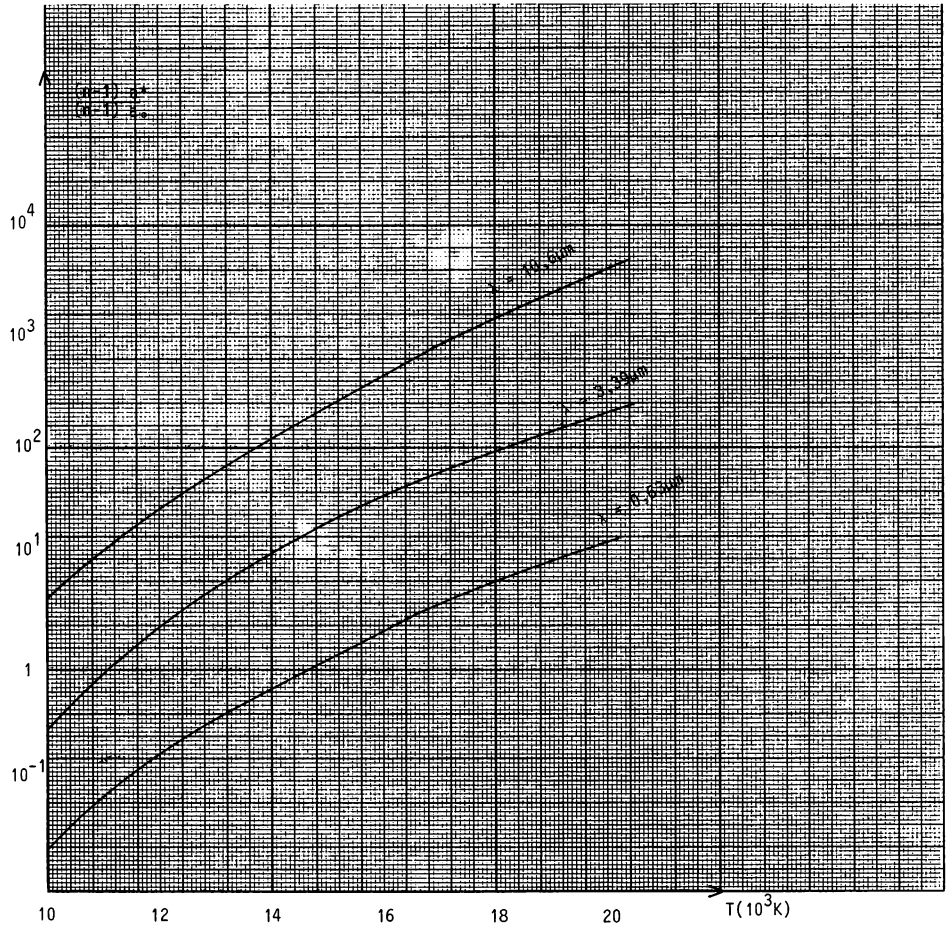


Figure IX.23 -

soit $(n-1)_e = -4{,}49.10^{-22}\lambda^2 N_e$ $\quad N_e$ cm^{-3} et λ µm.

Dans le cas d'un plasma du type arc électrique une seule fois ionisé pour lequel la contribution des ions est négligeable, on peut écrire :

$$(n-1) = (A_o + B_o/\lambda^2) N_o - A_e\lambda^2 N_e \qquad (56)$$

Pour certains atomes (c'est notamment le cas de l'Argon), le terme B_o/λ^2 est petit dans le visible et a fortiori dans l'infra-rouge devant A_o.

Dans ces conditions, l'expression (56) se simplifie et s'écrit :

$$(n-1) = A_o N_o - A_e\lambda^2 N_e \qquad (57)$$

4.1.2 - Diagnostic

La quantité (n-1) étant proportionnelle à N_o et N_e (relation 57), deux mesures d'indice à deux longueurs d'ondes λ_1 et λ_2 sont nécessaires pour déterminer N_o et N_e.
Si n_1 et n_2 sont les indices mesurés pour les longueurs d'ondes λ_1 et λ_2, on a d'après /57/ :

$$N_e = \frac{(n-1)_2 - (n-1)_1}{A_e(\lambda_1^2 - \lambda_2^2)} \qquad (58)$$

Plusieurs dispositifs interférométriques peuvent être utilisés pour déterminer l'indice n du plasma ; les plus connus sont probablement l'interféromètre de Mach Zehnder (figure IX.24) et l'interféromètre de Michelson (figure IX.25).

La variation p du nombre des franges observées en interposant sur le trajet du rayon lumineux un milieu de longueur w et d'indice n est pour l'interféromètre de Mach Zehnder :

$$p = \frac{\Delta(n-1)l}{\lambda}$$

La sensibilité est doublée lorsqu'on utilise l'interféromètre de Michelson, le milieu étant traversé deux fois par le rayon lumineux et

$$p = \frac{2\Delta(n-1)l}{\lambda}$$

Ce type d'interféromètre a été utilisé par H. Kafrouni et al. /33/ pour mesurer la densité électronique et la densité des atomes neutres sur l'axe d'une colonne d'arc d'Argon en cours de décroissance.

La source de rayonnement est un laser Hélium-Néon qui permet d'obtenir deux longueurs d'ondes situées respectivement dans le visible à λ_1 = 0,6328 µm et dans l'infra-rouge à λ_2 = 3,39 µm.

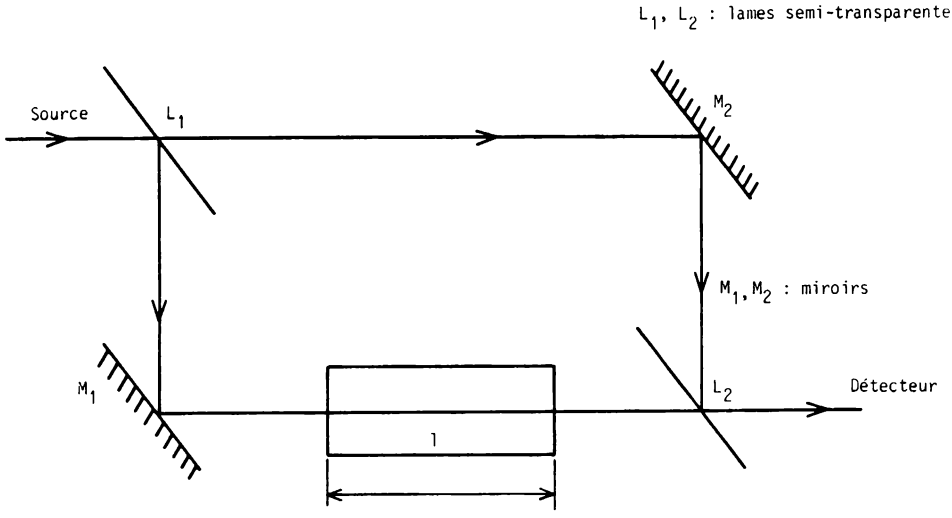


Figure IX.24 -

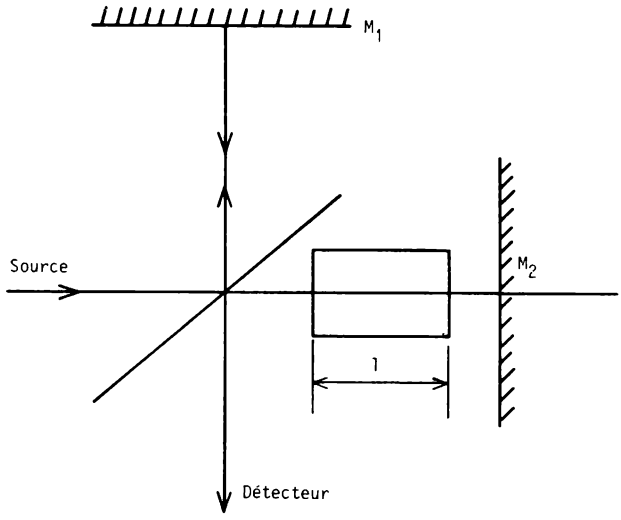


Figure IX.25 -

Une photodiode au Silicium détecte le rayonnement visible, tandis qu'une photodiode à l'antimonuire d'indium refroidie à l'azote liquide est utilisée pour l'infra-rouge ; l'interruption du courant d'arc à l'instant t=0 provoque une variation du chemin optique et un défilement des franges ; la variation $\Delta N_e(t)$ de la densité électronique de la colonne à l'instant t s'exprime d'après (58) en fonction du nombre des franges p_1 et p_2 correspondant respectivement aux longueurs d'ondes λ_1 et λ_2 qui ont défilé entre l'instant de coupure du courant (t=0) et l'instant t par la relation :

$$\Delta N_e(t) = \frac{\lambda_1 p_1 - \lambda_2 p_2}{A_e(\lambda_1^2 - \lambda_2^2)l} \qquad (59)$$

Si $N_e(0)$ désigne la densité électronique du plasma à l'instant de la coupure (t=0), on a :

$$N_e(t) = N_e(0) - \Delta N_e(t) \qquad (60)$$

avec $N_e(0) = \Delta N_e(\infty)$ $\qquad (N_e(\infty) = 0)$

En utilisant la formule (57), la variation $\Delta N_o(t)$ de la densité des atomes neutres à l'instant t peut s'écrire en fonction de $\Delta N_e(t)$ et du nombre de

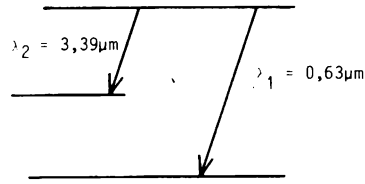
franges p correspondant à la longueur d'onde λ qui ont défilé pendant le temps t :

$$\Delta N_o(t) = \frac{1}{A_o} \left| \frac{p\lambda}{w} + A_e \lambda^2 \, \Delta N_e(t) \right| \qquad (61)$$

et $$N_o(t) = N_o(0) + \Delta N_o(t) \qquad (62)$$

Lorsque l'équilibre thermodynamique est établi en régime permanent avant la coupure de l'arc, on peut facilement déduire $N_o(0)$ de $N_e(0)$ à partir des lois de l'équilibre ; l'expression (62) permet ensuite d'obtenir $N_o(t)$ pendant la phase de décroissance à partir de la mesure de $\Delta N_o(t)$.

On utilise aussi souvent pour suivre l'évolution de la densité électronique des décharges ou arcs à basse pression pulsés, l'interféromètre d'Ashby et Jephcott /35/ ; dans ce type d'interféromètre (figure IX.26), on réalise un couplage optique entre le plasma et une cavité laser en réinjectant dans cette cavité à l'aide du miroir M_3 le faisceau de mesure après un double passage à travers le plasma ; un changement de phase de l'onde laser dû à une variation de l'indice du plasma se traduit par une variation de l'intensité du rayonnement laser émis. Le laser utilisé est un laser Hélium-Néon qui peut émettre en même temps les raies λ_1 = 0,63 µm et λ_2 = 3,39 µm issues du même niveau ; un filtre en Germanium empêche la longueur d'onde λ_1 de traverser le plasma et seule la longueur d'onde infra-rouge λ_2 est utilisée pour le diagnostic.



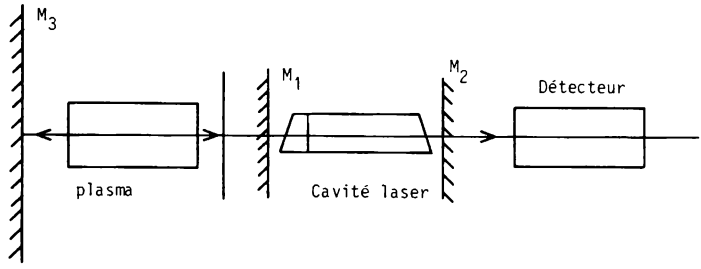


Figure IX.26 -

Les raies visible et infra-rouge étant émises à partir du même niveau, toute modification de l'intensité de la lumière infra-rouge se répercute sur l'intensité de la lumière visible qui se détecte plus facilement que la lumière infra-rouge avec un photomultiplicateur. Le principal inconvénient de ce dispositif est sa faible résolution en temps (~ 10 µs) due à l'inertie des processus laser mis en jeu.

Sur la figure IX.27, on a representé, dans le cas d'une décharge pulsée d'Hélium, l'intensité du rayonnement visible détecté à la sortie du laser ; on distingue nettement le recouvrement des franges qui ne permet pas d'obtenir la densité électronique N_e pendant la montée du courant ; par contre, elle se mesure correctement pendant la phase de décroissance du plasma qui est beaucoup plus lente.

On repère également sur l'interférogramme, l'instant où la densité électronique N_e passe par son maximum.

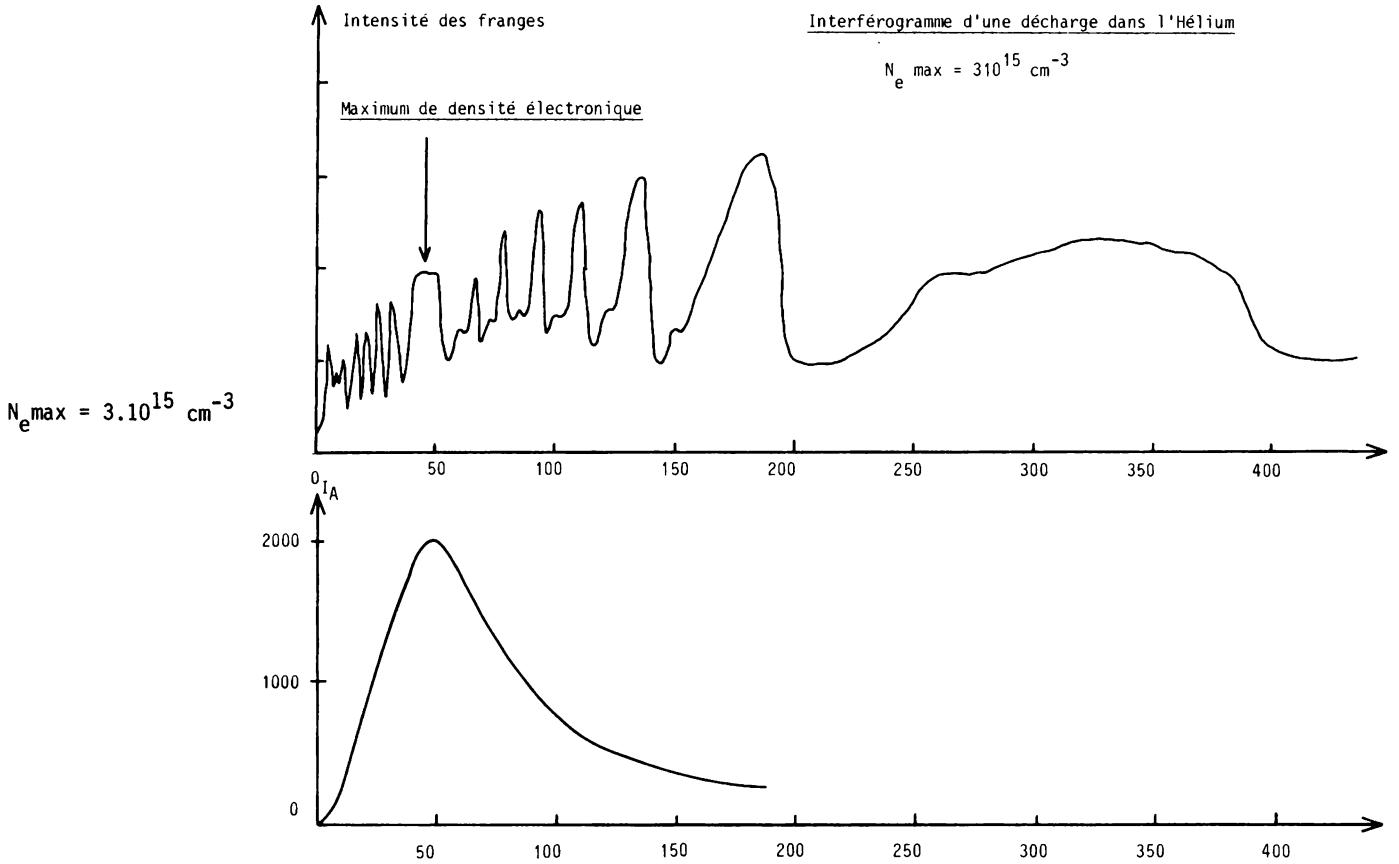


Figure IX.27 - Interférogramme d'une décharge dans l'Hélium

4.2 - Strioscopie

Les techniques interférométriques précédemment décrites ne sont pas toujours facilement utilisables ; par exemple dans le cas des arcs à haute pression, les franges peuvent être brouillées par la turbulence des zones périphériques du plasma.

Par ailleurs, dans beaucoup d'applications, la colonne d'arc n'est pas accessible à l'expérience dans le sens de sa longueur ; les mesures radiales qui nécessitent la transformation d'Abel sur la distribution transversale des variations de chemin optique généralement petites, sont peu précises ; la strioscopie permet alors d'éviter en partie ces difficultés.

Un faisceau lumineux soumis à un gradient d'indice perpendiculaire à sa direction de propagation O_x est dévié par une épaisseur dx de plasma d'un angle θ (Figure IX.28) tel :

$$d\theta = \frac{1}{n}\frac{dn}{dy}\,dx \qquad (63)$$

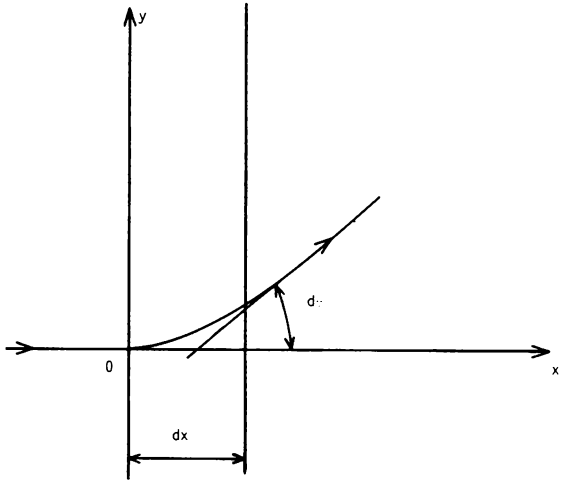


Figure IX.28 -

Dans le cas d'un plasma cylindrique (Figure IX.29), la déviation $\theta(y)$ correspondant à l'ordonnée y s'écrit d'après (63) :

$$\theta(y) = \int_{-X}^{+X} \frac{1}{n}\frac{dn}{dr}\frac{y}{r}\,dx \qquad (64)$$

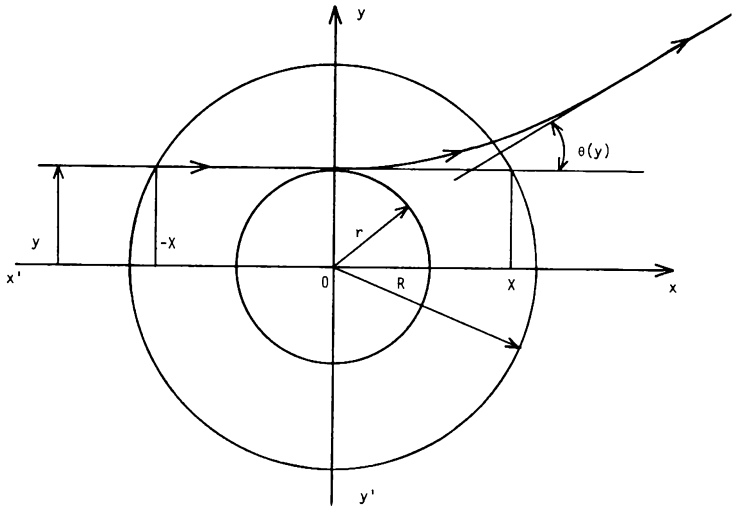


Figure IX.29 -

En utilisant la formule d'inversion d'Abel, on obtient :

$$\frac{1}{r}\frac{d(Logn)}{dr} = -\frac{1}{\pi}\int_{r}^{R}\frac{d(\theta/y)}{dy}\frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} \qquad (65)$$

L'intégration des deux membres de (65) sur r entre 0 et R donne une expression simple de l'indice de réfraction n(o) au centre du plasma :

$$n(o)-1 = -\frac{1}{\pi}\int_{0}^{R}\frac{\theta(y)}{y}\,dy \qquad (66)$$

Pour un plasma d'arc, ce type de diagnostic se réalise facilement en utilisant un laser infra-rouge à CO_2 (λ = 10,6 μ) de faible puissance (quelques watts) ; à cette longueur d'onde, l'indice de réfraction n du plasma ne dépend que de la densité électronique N_e et la relation (55) permet de déduire $N_e(o)$ au centre du plasma directement de la valeur de n(o).

On peut également noter que l'effet sur n(o) des erreurs de mesure de $\theta(y)$ est atténué par l'intégration sur y de :

$$\frac{\theta(y)}{y} \text{ (formule 66).}$$

Sur la figure IX.30 sont représentées la déviation $\theta(y)$ d'un faisceau laser CO_2 et le rapport $\frac{\theta(y)}{y}$ en fonction de y dans le cas d'un arc

électrique d'argon fonctionnant à une pression p = 10 bars avec $N_e = 4.10^{17}$ cm^{-3} et T_e = 12.500°K. /34/

Le détecteur infra-rouge utilisé dans cette expérience est de type calorimétrique ; l'énergie du rayonnement est transformée en chaleur et mesurée à l'aide d'une thermopile ; son ouverture est de 2,5 cm et les puissances mesurables vont de 1 mW à 10 w avec une précision de $\pm$ 3 % ; sa constante de temps est de l'ordre de 2 secondes.

5 - DIFFUSION DE LA LUMIERE PAR LES PLASMAS

5.1 - Généralités

Les très grandes intensités de rayonnement délivrées par les lasers ont rendu possible ces dernières années, l'étude de la diffusion de la lumière par des plasmas de densité électronique élevée (10^{16} à 10^{18} cm^{-3}) ; elles ont notamment permis de réaliser sur des plasmas de type "arc électrique" des expériences analogues à celles qui ont été effectuées déjà depuis longtemps dans l'ionosphère en utilisant des faisceaux d'ondes hyperfréquence ($\lambda < 1$ m). Lorsqu'une onde électromagnétique pénètre dans un plasma, les particules chargées et principalement les électrons oscillent dans le champ électrique de l'onde et rayonnent de l'énergie électromagnétique dans toutes les directions de l'espace suivant le diagramme classique du dipôle de Hertz ; les ions, du fait de leur plus grande masse, ont une accélération beaucoup plus faible et ne diffusent qu'une énergie négligeable. Dans le cadre de la théorie élémentaire de la diffusion Thomson, on suppose que les électrons du plasma rayonnent indépendamment les uns des autres ; en fait, la contribution de chaque électron est affectée d'un déphasage dû à sa position. Si le gaz était parfaitement homogène, l'amplitude totale de l'onde diffusée serait nulle ; en réalité, à cause de l'agitation thermique, le gaz d'électrons n'est pas rigoureusement homogène et le milieu diffuse dans toutes les directions un champ aléatoire incohérent de très faible intensité, d'où le nom de diffusion incohérente donné à ce type de diffusion ; par ailleurs, le rayonnement diffusé n'est pas monochromatique, mais présente un spectre gaussien dû à l'effet Doppler lié à l'agitation thermique des électrons. En fait, cette théorie simple de la diffusion n'explique pas l'ensemble des spectres qui ont été observés ; les théoriciens /36/ /37/ /38/ /39/ qui ont étudié ce problème, ont montré l'importance pour la diffusion du comportement collectif du plasma résultant des interactions coulombiennes à longue distance entre les particules chargées.

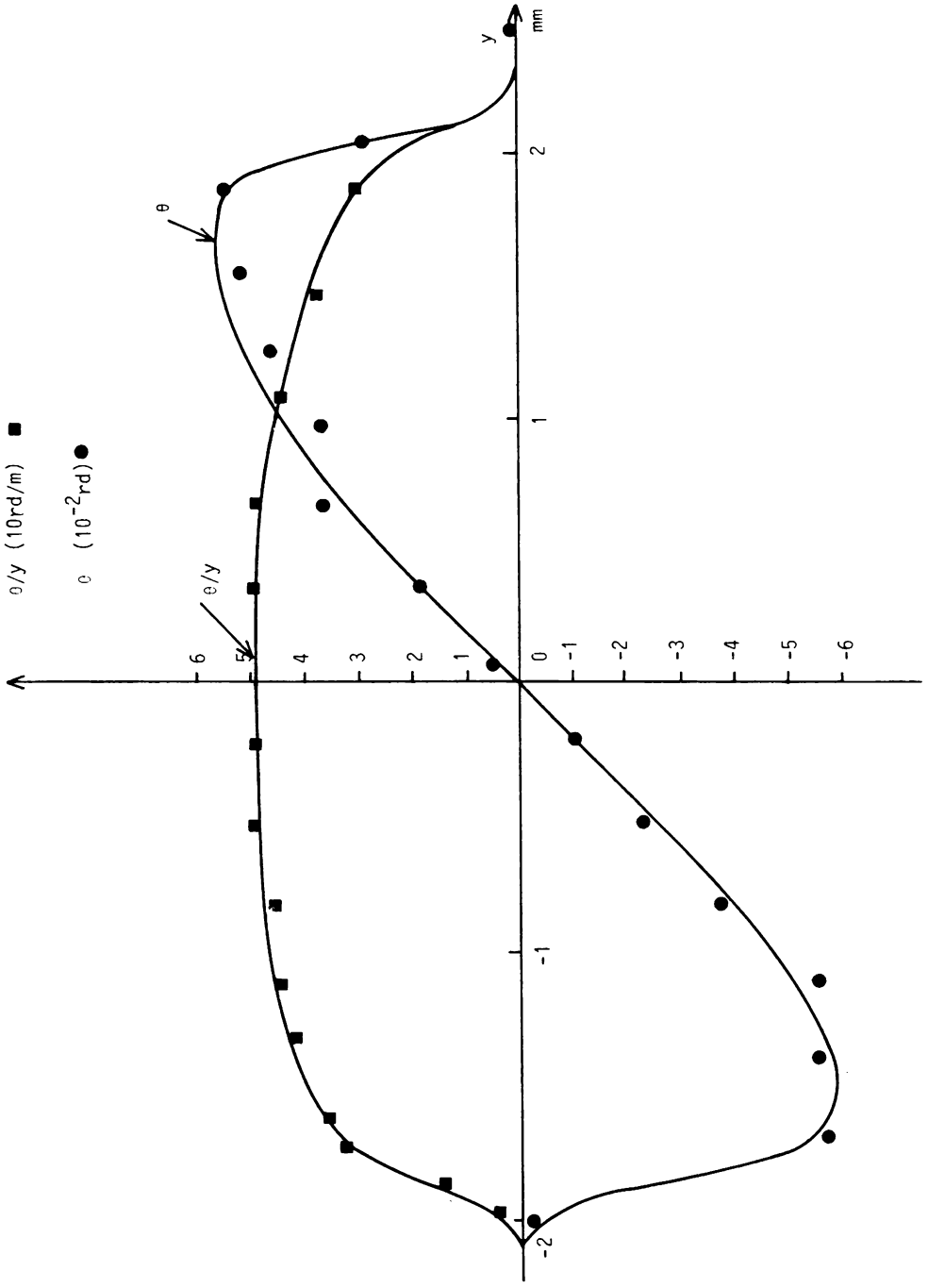


Figure IX.30 -

5.2 - Eléments de la théorie de la diffusion

5.2.1 - Onde électromagnétique rayonnée par une particule chargée accélérée

Une charge q soumise en O a une accélération $\vec{a}$ (figure IX.32) faisant un angle θ avec la direction d'observation définie par le vecteur unitaire $\vec{u}$, rayonne au point M($\overrightarrow{OM} = \vec{r}$) une onde électromagnétique caractérisée par :

- un champ électrique $\vec{\mathcal{E}}$ contenu dans le plan défini par $\vec{a}$ et $\vec{r}$, perpendiculaire au vecteur $\vec{r}$ et dirigé en sens inverse de la composante $\vec{a}_n$ de l'accélération (projection de $\vec{a}$ sur la direction perpendiculaire à $\vec{r}$ dans le plan $(\vec{a},\vec{r})$.

$$\vec{\mathcal{E}} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0 c^2} \frac{qa \sin\theta}{r}$$

ε_0 : constante diélectrique du vide
c : vitesse de la lumière.

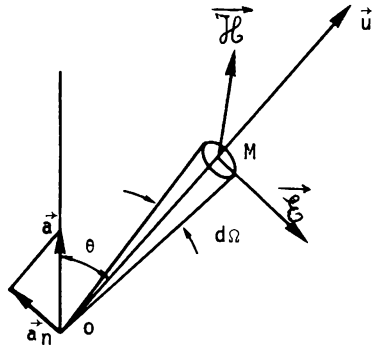


FIGURE IX.32

- un champ magnétique $\vec{\mathcal{H}}$ perpendiculaire au plan $(\vec{a},\vec{r})$.

$$\vec{\mathcal{H}} = \frac{qa \sin\theta}{4\pi rc}$$

La puissance électromagnétique transportée dans un angle solide élémentaire $d\Omega$ autour de la direction $\vec{u}$ est :

$$dP = \frac{q^2 a^2 \sin^2 \theta}{16\pi\varepsilon_0 c^3} d\Omega \qquad (67)$$

Cette puissance est maxima dans une direction perpendiculaire à $\vec{a}$ ($\theta = \frac{\pi}{2}$)

5.2.2 - Diffusion d'une onde électromagnétique par une particule chargée

On suppose que la charge initialement immobile est mise en mouvement par le champ électrique $\vec{E} = \vec{E}_0 \sin w_0 t$ d'une onde électromagnétique polarisée rectilignement, qui se propage dans une direction définie par un vecteur $\vec{k}$ faisant un angle $\emptyset$ avec la direction d'observation (figure IX.33).

L'accélération de la charge est :

$$\vec{a} = q \frac{\vec{E}_0}{m} \sin \omega_0 t$$

et d'après l'expression (67) la puissance moyenne rayonnée dans l'angle solide $d\Omega$ est :

$$dP = \frac{q^4 E_0^2 \sin^2 \theta}{32\pi^2 \varepsilon^2 c^3 m^2} d\Omega \qquad (68)$$

dP peut s'exprimer en fonction de l'intensité :

$$I_0 = \frac{\varepsilon_0 c E_0^2}{2}$$

de l'onde incidente sous la forme

$$dP = \sigma_0(\theta)\ I_0\ d\Omega \qquad (69)$$

avec $\sigma_0(\theta) = \frac{q^4 \sin^2 \theta}{(4\pi\varepsilon_0)^2 m^2 c^4}$ (70)

section efficace différentielle de diffusion Thomson.

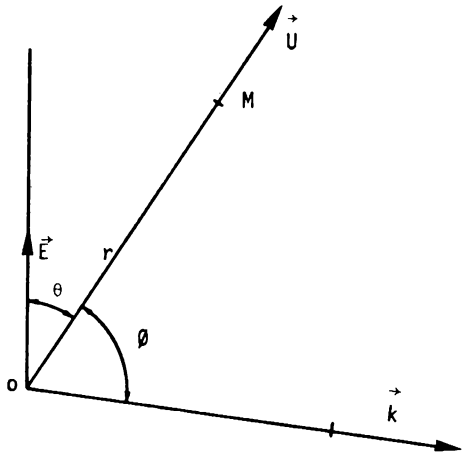


FIGURE IX.33

La puissance rayonnée dans toutes les directions de l'espace est :

$$P \simeq I_o \sigma_o$$

avec $\sigma_o = \int_{4\pi} \sigma_o(\theta)\, d\Omega = \frac{8\pi}{3} \frac{q^4}{m^2 c^4} \frac{1}{(4\pi\varepsilon_o)^2}$ (71)

$\sigma_o(\theta)$ est inversement proportionnelle au carré de la masse de la charge, ce qui montre que l'énergie rayonnée par les ions est beaucoup plus faible que celle des électrons.

Dans le cas des électrons $\sigma_o(\theta) = r_e^2 \sin^2 \theta$

où $r_e = \frac{q^2}{4\pi\varepsilon_o mc^2}$ est le rayon de l'électron

et $\sigma_o = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 6{,}65.10^{-25}$ cm²

5.2.3 - Diffusion d'une onde électromagnétique par les électrons libres d'un plasma - Diffusion Thomson

L'expression (68) de la puissance diffusée a été établie en supposant que la charge qui rayonne n'a pas de vitesse initiale ; or, les particules chargées d'un plasma et notamment les électrons ont par suite de l'agitation thermique une distribution de vitesse qui va induire par effet

Doppler une différence de fréquence entre l'onde incidente et l'onde diffusée ; en effet, l'électron qui rayonne voit l'onde incidente avec une fréquence décalée et l'onde diffusée est vue à son tour par l'observateur avec une fréquence également différente. Si ω_0 est la pulsation de l'onde incidente, la pulsation ω de l'onde diffusée par des électrons de vitesse $\vec{v}$ perçue par un observateur immobile est :

$$\omega = \omega_0 - 2\frac{\omega_0}{c} V \sin \emptyset/2 \qquad (72)$$

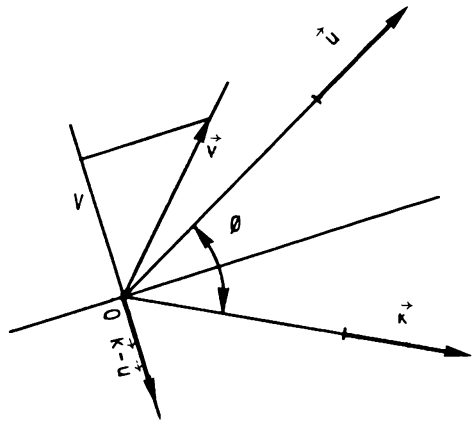


FIGURE IX.34

V est la composante de $\vec{v}$ sur la direction $(\vec{k}-\vec{u})$ qui est perpendiculaire à la bissectrice de l'angle $\emptyset$ que font entre elles les directions de propagation de l'onde incidente $(\vec{k})$ et de l'onde diffusée $(\vec{u})$.

Dans le cas d'une distribution maxwellienne des vitesses électroniques, le nombre d'électrons qui ont une composante de vitesse comprise entre V et V+dV correspondant pour l'onde diffusée à une pulsation ω est :

$$dN = N\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{1/2} \exp - \frac{mV^2}{2kT} dV \qquad (73)$$

N : nombre d'électrons par unité de volume

avec $d\omega = 2\frac{\omega_o}{c} \sin \emptyset/2 \; dV$ (74)

En supposant les électrons indépendants les uns des autres, la puissance diffusée par unité de volume de plasma dans l'intervalle de pulsation $d\omega$ et dans l'angle solide $d\Omega$ s'écrit d'après les relations (69), (72), (73) :

$$d^2P = NI_o \sigma(\theta,\emptyset,\omega) \; d\Omega \; d\omega \qquad (75)$$

avec $\sigma(\theta,\emptyset,\omega) = \sigma_o(\theta)(\frac{m}{2\pi kT})^{1/2} \frac{c}{2\omega_o \sin \emptyset/2} \exp - \frac{m}{2kT} \left[\frac{(\omega_o-\omega)c}{2\omega_o \sin \emptyset/2}\right]^2$ (74)

Cette dernière relation montre que le spectre de la lumière diffusée est gaussien et sa largeur totale $\Delta\omega$ à mi-hauteur est proportionnelle à $\sqrt{T}$.

$$\Delta\omega = 4 \frac{\omega_o}{c} \sin \emptyset/2 \; (\frac{2kT}{m} \text{Log}2)^{1/2} \qquad (75)$$

La puissance totale contenue dans le spectre diffusé s'obtient en intégrant la relation (75) sur ω, soit : $dP = NI_o \sigma(\theta) \; d\Omega$ (76).

Elle est indépendante de $\emptyset$ et proportionnelle à la densité électronique N.

5.2.4 - Généralisation - Comportement collectif du plasma /36/ /37/ /38/ /39/ /40/

On sait que seuls les milieux non homogènes sont capables de diffuser la lumière ; dans les plasmas, cette inhomogénéité est due essentiellement aux fluctuations de densité électronique induites par les champs électrostatiques oscillants qui s'y propagent.

Le calcul du spectre de la lumière diffusée par un plasma a été effectué par Salpeter /36/ pour des électrons et des ions maxwelliens de température respective T_e et T_i en supposant que l'énergie électrostatique des particules chargées du plasma est petite devant leur énergie cinétique et en négligeant les collisions ; par ailleurs le temps d'observation est supposé long par rapport à la période des fluctuations.

Le spectre de la lumière diffusée dépend du paramètre :

$$\alpha = \frac{\lambda_o}{4\pi\lambda_D \sin\emptyset/2}$$

qui fait intervenir le rapport de la longueur d'onde λ_o de l'onde incidente à la longueur de Debye λ_D.

Il est la superposition de deux composantes :

- Une composante dite "ionique" due à celles des fluctuations de densité électronique qui sont corrélées aux fluctuations de densité ionique (oscillations pseudo-acoustiques du plasma). La section efficace de diffusion de la lumière correspondante pour un plasma une seule fois ionisé (Z = 1) est :

$$\sigma_i(\theta) = \sigma_o(\theta) \frac{\alpha^4}{(1+\alpha^2)(1+2\alpha^2)} \qquad (77)$$

$\sigma_o(\theta)$: section efficace de diffusion Thomson donnée par la relation (70). Cette composante ne devient importante que pour les valeurs élevées de $\alpha(\alpha \gg 1,\ \lambda_o \gg \lambda_D)$.

Dans ce cas : $\sigma_i(\theta) = \frac{\sigma_o(\theta)}{2}$

Son spectre est étroit et déterminé par la pulsation

$\omega_i = 2\frac{\omega_o}{c} \sin\emptyset/2 \left(\frac{2kT_i}{M}\right)^{1/2}$ (Figure IX.35) où M est la masse des ions.

La forme de ce spectre dépend non seulement de α, mais également du rapport $\frac{T_e}{T_i}$ (figure IX.36).

- Une composante dite "électronique" qui correspond aux fluctuations de densité électronique non corrélées aux fluctuations ioniques (oscillations électrostatiques).

La section efficace correspondante est : $\sigma_e(\theta) = \frac{\sigma_o(\theta)}{1+\alpha^2}$

Son spectre beaucoup plus large que le précédent est déterminé par la pulsation :

$$\omega_e = 2\frac{\omega_o}{c} \sin \emptyset/2 \left(\frac{2kT_e}{m}\right)^{1/2} \quad \text{où m est la masse de l'électron.}$$

Sa contribution prédomine aux faibles valeurs de α ($\alpha \ll 1$, $\lambda_o \ll \lambda_D$).

Dans ce cas, $\sigma_e(\theta) = \sigma_o(\theta)$, le spectre diffusé est gaussien et identique au spectre de diffusion Thomson (Figure IX.37).

Pour les grandes valeurs de α ($\alpha \gg 1$, $\lambda_o \gg \lambda_D$), l'énergie de la lumière diffusée se concentre dans deux raies satellites étroites disposées symétriquement par rapport à la pulsation centrale ω_o de l'onde incidente, leur écart par rapport à ω_o étant :

$$\omega - \omega_o = \pm \omega_p \left(1 + \frac{3}{\alpha^2}\right)^{1/2} \quad \text{soit } \omega - \omega_o \simeq \pm \omega_p$$

$$\omega_p = \left(\frac{N_e^2}{m\varepsilon_o}\right)^{1/2} \quad : \text{pulsation associée à la fréquence plasma.}$$

En conclusion, pour les petites longueurs d'onde ($\lambda_o \ll \lambda_D$) ($\alpha \ll 1$), le spectre global de lumière diffusé est un spectre de diffusion Thomson constitué par une seule raie (Figure IX.38) ayant un profil gaussien et une largeur à mi-hauteur proportionnelle à $\sqrt{T_e}$. Pour les grandes longueurs d'onde ($\lambda_o \gg \lambda_D$) ($\alpha \gg 1$), le spectre diffusé présente une raie centrale étroite dont le profil dépend du rapport T_e/T_i encadrée par deux raies satellites dont l'écart par rapport à la fréquence centrale est sensiblement égal à la fréquence plasma (Figure IX.38).

Composante Ionique $T_e = T_i$

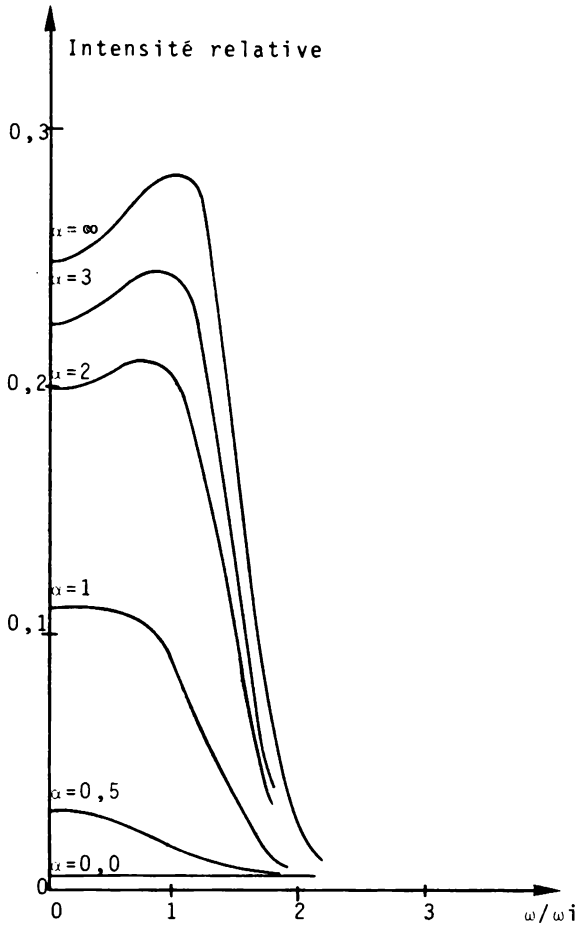


FIGURE IX.35

Composante Ionique pour $\alpha \gg 1$ et pour différentes valeurs de T_e/T_i

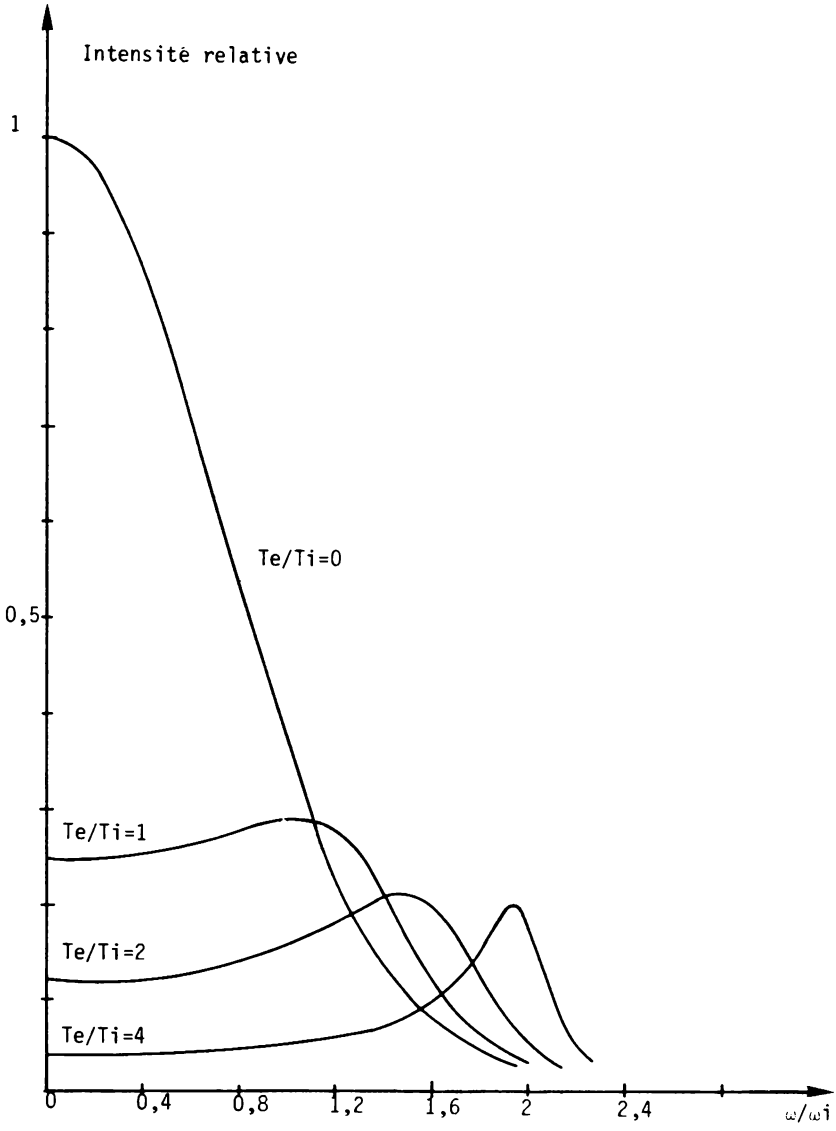


FIGURE IX.36

Composante électronique $T_e = T_i$

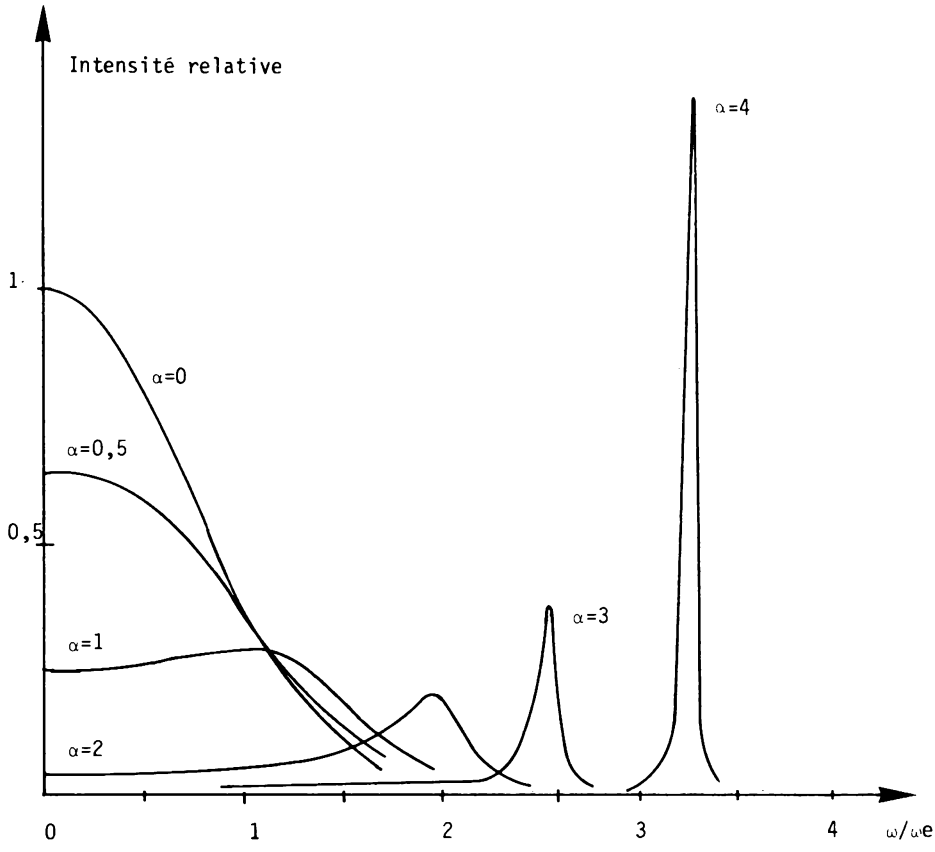


FIGURE IX.37

Spectre de lumière diffusée

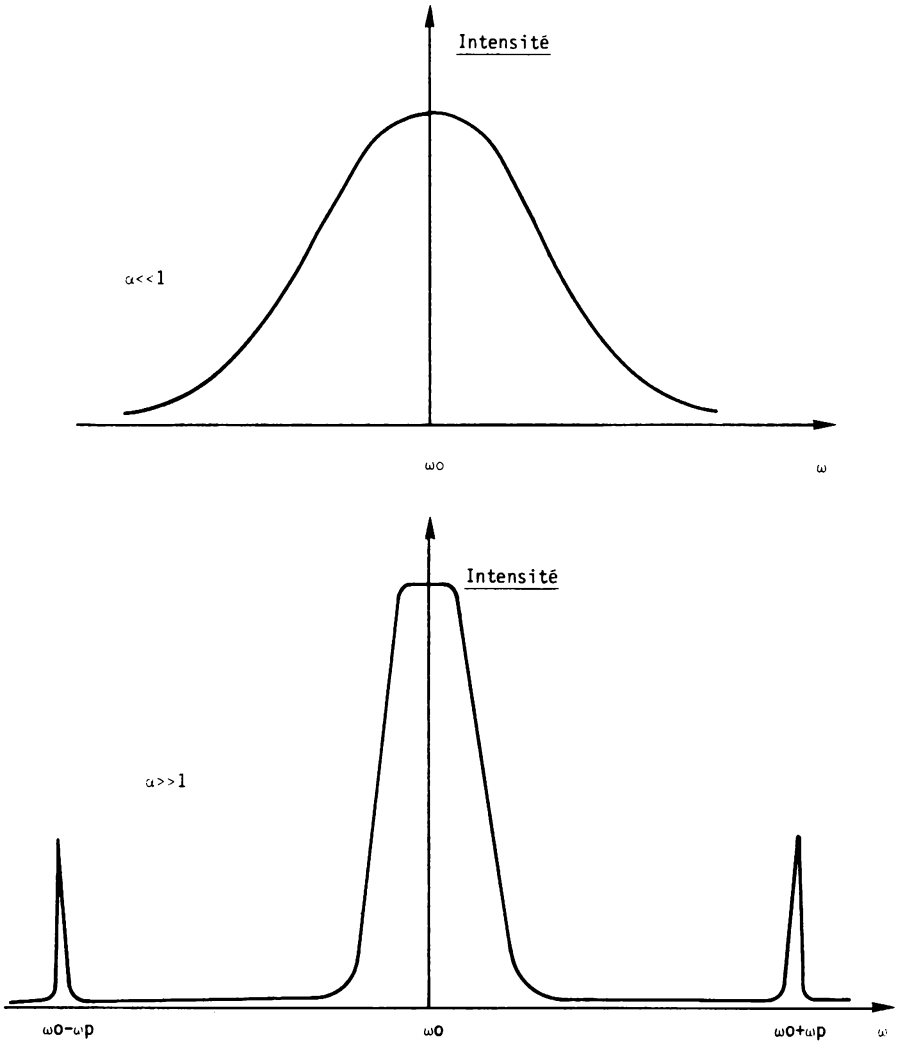


FIGURE IX.38

5.3 - Considérations expérimentales /40/ /41/

La diffusion de la lumière apparaît au premier abord comme une technique de diagnostic très riche qui offre la possibilité d'obtenir simultanément de multiples informations sur le plasma.

- La mesure en valeur absolue de l'intensité de la lumière diffusée permet de déterminer directement la densité électronique du plasma qu'il soit ou non en ETL ; l'étalonnage du dispositif expérimental est réalisé à partir de l'intensité de la lumière diffusée par les atomes (diffusion Rayleigh) d'un gaz qui a été substitué au plasma et dont la section efficace de diffusion est bien connue.
- La forme du spectre de la lumière diffusée permet de remonter aux températures électroniques et ioniques.

Pour $\alpha = \frac{\lambda_0}{4\pi\lambda_D \sin\emptyset/2} \ll 1$, le spectre est gaussien et sa largeur à mi hauteur est proportionnelle à $\sqrt{T_e}$ (figure IX.37).

Pour $\alpha \gg 1$, le profil de la raie centrale du spectre dépend du rapport T_e/T_i de la température des électrons à la température des ions (figure IX.36).

Les raies satellites situées de part et d'autre de la raie centrale à une distance en fréquence égale à la fréquence plasma permettent également de mesurer la densité électronique.

Pour obtenir le spectre de lumière diffusée, on utilise des lasers à rubis déclenchés capables de fournir à λ = 6934 Å des impulsions lumineuses géantes de plusieurs dizaines de joules (1 à 100 joules) et très brèves (quelques nanosecondes).

Le rayonnement incident focalisé en un point du plasma permet d'effectuer des mesures locales sur des plasmas transitoires qui n'ont pas généralement de forme géométrique très bien définie.

Bien qu'apparemment très séduisantes, les techniques de diffusion de la lumière sont en général difficiles à mettre en oeuvre ; le rapport de l'intensité de la lumière diffusée réellement mesurée à l'intensité de la

lumière incidente est très faible compris entre 10^{-10} et 10^{-14} ; de très grandes précautions doivent donc être prises pour éliminer la lumière parasite en provenance du rayonnement incident qui se superpose à la lumière diffusée.

Il convient en particulier, d'éviter toutes les réflexions parasites du faisceau incident le long de son trajet et de l'absorber dans un piège à lumière après sa traversée du plasma ; en pratique l'observation de la lumière diffusée dans une direction perpendiculaire à la direction du rayonnement incident :

$$(\emptyset = \frac{\pi}{2})$$

permet de minimiser les effets néfastes de la lumière parasite ; par ailleurs, les spectromètres s'affranchissent d'autant plus facilement de la lumière parasite que la raie incidente est étroite (la largeur de la raie du laser à rubis est de l'ordre de $\Delta\lambda$ = 0,01 Å) et que le spectre de la lumière diffusée est étendu, ce qui est le cas de la diffusion Thomson ($\alpha \ll 1$) ; néanmoins, il est toujours difficile de mesurer correctement l'intensité centrale du spectre diffusé qui correspond à la fréquence du rayonnement incident.

Pour les plasmas d'arc qui ont des densités électroniques relativement importantes, la condition ($\alpha \ll 1$) n'est pas toujours facilement réalisable.

Par exemple pour $N_e = 10^{17}$ cm^{-3} , T = 10^4 K , λ_o = 6934 Å et sin $\emptyset/2$ = 1 , $\alpha \simeq 3$.

La raie ionique plus étroite (largeur de l'ordre de 0,3 à 0,4 Å pour un plasma d'Argon à T = 10^4 K) est alors prédominante et il peut être difficile dans ces conditions d'obtenir correctement son profil avec un simple monochromateur ; dans certains cas, l'utilisation d'un double monochromateur doit être envisagée.

L'émission propre du plasma se superpose également sur le spectre de lumière diffusée ; en général, et par chance, la raie du laser à rubis (λ = 6934 Å) ne coïncide pas avec une des raies émises par le plasma ; seules les fluctuations du rayonnement continu de recombinaison et de bremsstrahlung sont gênantes et peuvent nécessiter l'utilisation d'une source de rayonnement assez intense pour que le rapport signal sur bruit soit acceptable.

En conclusion, on peut dire que la diffusion de la lumière bien que présentant en théorie de nombreux avantages pour le diagnostic des plasmas, reste encore une technique de laboratoire d'utilisation délicate et assez mal adaptée à l'étude des arcs électriques comparativement aux autres méthodes qui ont été présentées.

- A N N E X E -

INTEGRALE D'ABEL

1 - DEFINITION

On considère un cylindre de rayon R et une grandeur physique a(r), fonction du rayon r, accessible à la mesure par l'intermédiaire d'une intégrale de la forme :

$$A(y) = \int_{-x}^{+x} a(r)dx \qquad (80)$$

prise le long de la corde M'M (figure IX.39) avec :

$$r = (x^2+y^2)^{1/2} \quad , \quad x = (R^2-y^2)^{1/2} \text{ et } A(R) = 0$$

Quand A(y) est connue pour toutes les valeurs de y comprises entre 0 et R, la transformation inverse appelée transformation d'Abel, permet de déterminer a(r) pour chaque valeur de r à partir de l'intégrale :

$$a(r) = -\frac{1}{\pi} \int_{r}^{R} \frac{\frac{dA}{dy}}{\sqrt{y^2-r^2}} dy \qquad (81)$$

A(y) et a(r) peuvent être :

- l'intensité I(y) et le coefficient d'émission $\varepsilon(r)$ d'une source optiquement mince ;
- l'épaisseur optique τ (y) et le coefficient d'absorption k(r) d'un milieu absorbant ;
- le chemin optique et l'indice de réfraction d'un milieu réfringeant.

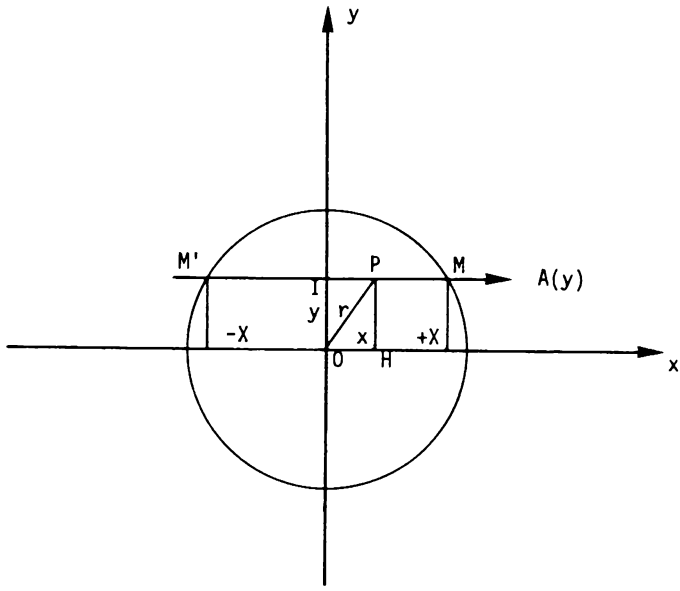


FIGURE IX.39

2 - METHODES DE CALCUL

2.1 - Les méthodes numériques

La courbe expérimentale A(y) est définie au moyen de n valeurs discrètes $A(y_i)$ $(1 \leq i \leq n)$ avec $y_1 = 0$, $y_n = R$ et $A(R) = 0$, qui permettent de calculer l'intégrale d'Abel (formule 81) soit en utilisant un calculateur électronique, soit un calculateur analogique.

La dérivée en un point $\frac{dA}{dy}$ est obtenue à partir du rapport $\frac{A_{i+1}-A_i}{y_{i+1}-y_i}$; elle est très sensible aux irrégularités de la courbe expérimentale A(y) souvent responsables des fluctuations importantes qui entachent les valeurs calculées de $\frac{dA}{dy}$; de plus, lorsque A(y) passe par un extremum pour $y = y_n$, $(\frac{dA}{dy})_{y_m} = \frac{A_{m+1}-A_m}{y_{m+1}-y_m}$ qui devrait être nulle est en fait différente de zéro, ce qui peut introduire une erreur sur la valeur correspondante de

$a(r_m)$; par ailleurs, la discontinuité de la quantité $\frac{1}{\sqrt{y^2-r^2}}$ à la borne d'intégration $y = r$ complique également le calcul et en diminue la précision.

Pour éviter ces difficultés différentes solutions ont été proposées. C. Fleurier /42/ a élaboré un programme dans lequel il effectue un lissage par zone des courbes A(y) et de leur dérivée dA/dy en utilisant les polynômes orthogonaux de Gram /43/. On remplace en utilisant une technique de moindre carré une courbe définie par 2M+1 points, par un polynôme de degré k ($k \leq 2M$) de telle sorte que la quantité

$$\sum_{i=1}^{2M+1} | A(y_i) - P_k(y_i) |^2 \qquad \text{soit minimum}$$

Pour des raisons de commodité, et en particulier pour éviter d'avoir des valeurs du nombre M trop élevées, il est préférable de lisser des morceaux de courbes centrés sur chacun des points y_i ; des segments de cinq ou sept points avec des polynômes de degré k = 2 ou 3 donnent en général de bons résultats pour un ensemble de valeurs expérimentales $n \geq 10$.

Le lissage peut être effectué plusieurs fois ; cependant, un optimum doit être recherché, la répétition des opérations de lissage ayant l'inconvénient d'écarter la fonction A(y) de ses véritables valeurs.

Pour ne pas être gêné par la divergence de $\frac{1}{\sqrt{y^2-r^2}}$ à $y = r$, la dérivée $\frac{dA}{dy}$ est approximée dans un petit intervalle à partir de la borne d'intégration $y = r$, par un polynôme du second degré.

Le calcul de l'intégrale d'Abel peut être encore amélioré en utilisant une technique de lissage plus élaborée /44/ mettant à profit les propriétés des fonctions "splines" /45/ qui présentent les avantages suivants :

- elle est globale, le lissage du dernier point de la courbe influence le lissage du premier,
- elle permet de contrôler en cours d'opération, l'effet du lissage et de choisir le lissage optimum.

Ces méthodes numériques de résolution de l'intégrale d'Abel, qui sont actuellement les plus utilisées, sont en général très précises quelle que

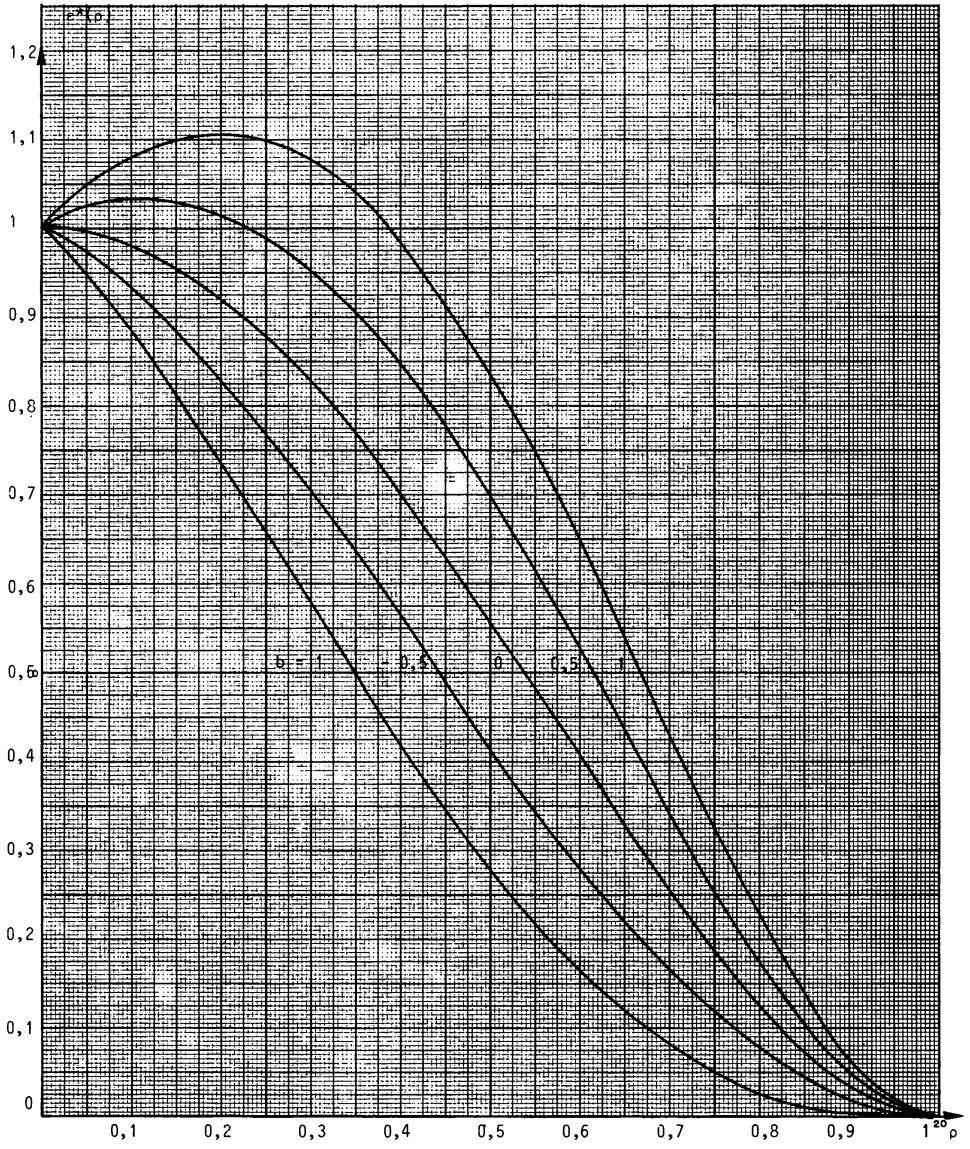

$e^{\alpha}(\rho)$
1,2
1,1
1
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
0
0,1
0,2
0,3
0,4
0,5
0,6
0,7
0,8
0,9
1
ρ
b = 1
0,5
0

FIGURE IX.40

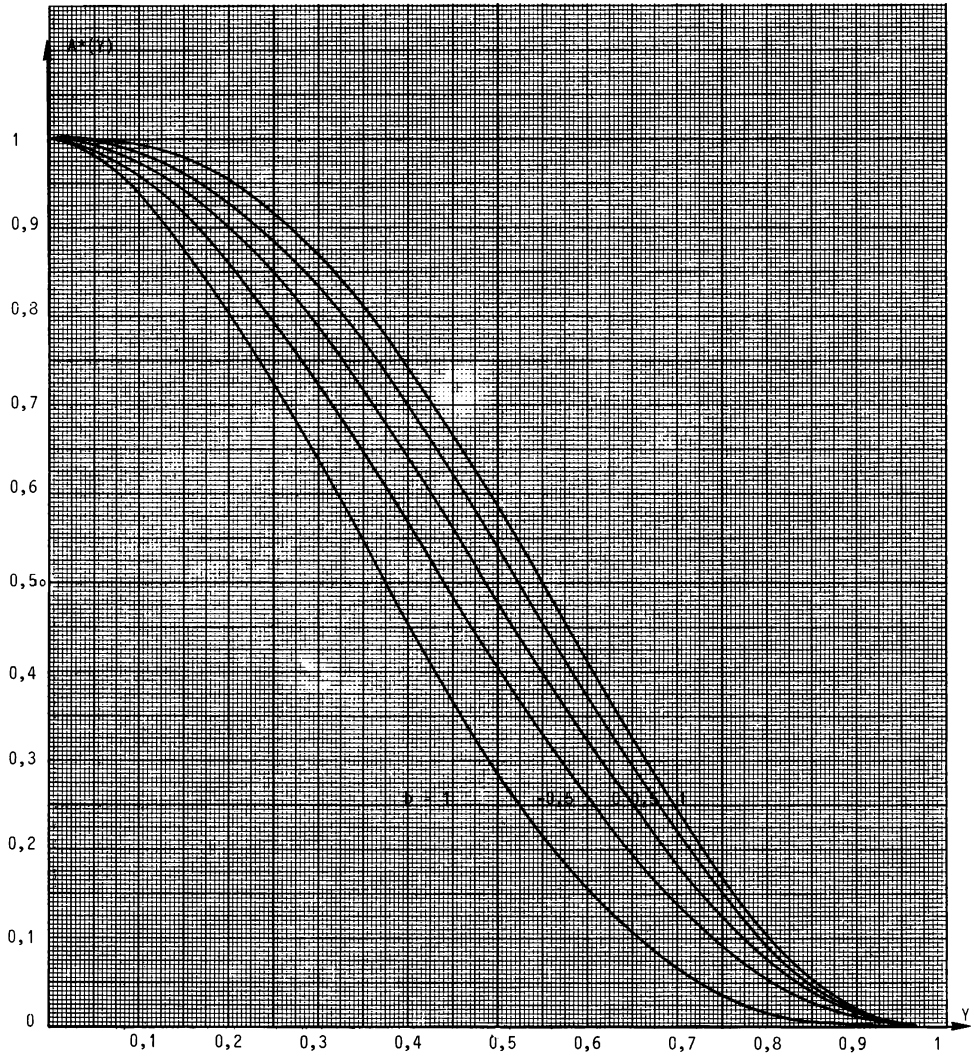


FIGURE IX.41

soit la forme du profil de A(y) et n'introduisent pas sur a(r) d'autres erreurs que celles provenant de la mesure de A(y).

2.2 - Les méthodes analytiques

Becker et Drawin /46/ ont proposé pour a(r) et A(y) des expressions analytiques qui dépendent d'un paramètre ajustable b et qui permettent de décrire en général correctement les distributions usuelles d'intensité et des coefficients d'émission des colonnes d'arc.

Si a(r) est de la forme :

$$a(r) = a_0(1+b\rho)(1-\rho^2)^2 \qquad (82)$$

avec $\rho = \frac{r}{R}$ $\quad (\rho \leq 1)$

A(y) s'écrit :

$$A(y) = a_0 R \left\{\sqrt{1-Y^2}\left[\frac{16}{15}(1-Y^2)^2+b\left(\frac{1}{3}-\frac{13}{12}Y^2+\frac{5}{8}Y^4\right)\right] + bY^2\left[1-\frac{3}{2}Y^2+\frac{5}{8}Y^4\right] \mathrm{Log}\frac{1+\sqrt{1-Y^2}}{Y}\right\}$$

avec $Y = \frac{y}{R}$ $\quad (Y \leq 1)$

On choisit la valeur de b qui donne le meilleur accord entre les valeurs théoriques et expérimentales de la distribution transversale A(y).

Sur les figures IX.40 et IX.41, nous avons tracé les courbes $a^*(\rho) = \frac{a(r)}{a_0}$ et $A^*(Y) = \frac{A(y)}{A_0}$ avec $A_0 = a_0 R \frac{16+5b}{15}$ pour diverses valeurs de b.

2.3 - Linéarisation de l'intégrale d'Abel

Cette méthode consiste à découper la section circulaire du plasma en un certain nombre de couronnes circulaires de même épaisseur à l'intérieur desquelles a(r) garde une valeur constante (Figure IX.42).

$A(y_k)$ se met alors sous la forme :

$$A(y_k) = \sum_{i=k}^{n} S_{ik}\, a(r_i) \qquad (84)$$

S_{ik} étant la surface intersection de l'anneau i et de la bande k.

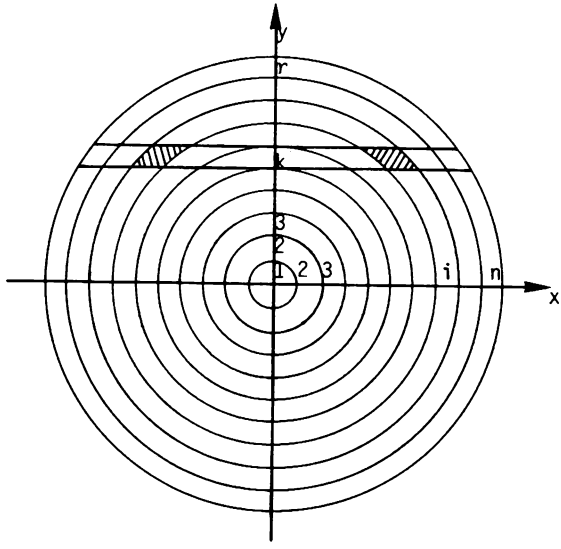


FIGURE IX.42

Le tableau II reproduit les valeurs de S_{ik} calculées par Pearce /47/ pour n = 25. On détermine a(r) à partir des valeurs de S_{ik} en allant de la périphérie (r = R) vers le centre du plasma (r = 0).

On peut également exprimer à partir de la relation (84) $a(r_i)$ linéairement en fonction de $A(y_k)$

$$a(r_i) = \sum_{k=i}^{n} T_{ki}\, A(y_k) \qquad (85)$$

Les coefficients T_{ki} ont été calculés par divers auteurs dont Bockasten /48/ et Fauchais /49/.

Cette méthode paraît, à première vue, assez séduisante ; en fait elle fait intervenir des différences de termes très voisins les uns des autres et peut conduire à des erreurs importantes sur des distributions d'intensité plates ou présentant un minimum d'intensité ; par ailleurs, pour être rapide, elle nécessite l'utilisation d'un ordinateur.

TABLEAU II

r_k \ x_i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1	1.57080												
2	2.25565	2.45674											
3	2.06051	2.69599	3.09748										
4	2.02891	2.23719	3.10298	3.62649									
5	2.01706	2.13023	2.43399	3.46836	4.08753								
6	2.01128	2.08348	2.25572	2.62587	3.80085	4.50156							
7	2.00802	2.05838	2.17189	2.38525	2.80879	4.10745	4.88057						
8	2.00600	2.04323	2.12445	2.26717	2.51312	2.98257	4.39322	5.23219					
9	2.00466	2.03334	2.09465	2.19813	2.36390	2.63750	3.14795	4.66179	5.56162				
10	2.00372	2.02652	2.07437	2.15358	2.27468	2.45988	2.75790	3.30579	4.91590	5.87259			
11	2.00304	2.02161	2.06035	2.12291	2.21602	2.35192	2.55416	2.87429	3.45690	5.15763	6.16790		
12	2.00253	2.01795	2.04989	2.10078	2.17499	2.27995	2.42875	2.64631	2.98685	3.60200	5.38861	6.44971	
13	2.00214	2.01515	2.04195	2.08425	2.14498	2.22899	2.34425	2.50461	2.73622	3.09580	3.74171	5.61016	6.71970
14	2.00184	2.01296	2.03579	2.07153	2.12228	2.19131	2.28384	2.40830	2.57923	2.82389	3.20140	3.87655	5.82332
15	2.00159	2.01122	2.03090	2.06154	2.10464	2.16254	2.23880	2.33892	2.47176	2.65246	2.90938	3.30389	4.00699
16	2.00139	2.00980	2.02695	2.05352	2.09064	2.14000	2.20414	2.28682	2.39384	2.53441	2.72425	2.99277	3.40349
17	2.00123	2.00864	2.02372	2.04699	2.07932	2.12196	2.17679	2.24648	2.33500	2.44836	2.59614	2.79461	3.07415
18	2.00109	2.00768	2.02104	2.04160	2.07002	2.10728	2.15477	2.21446	2.28919	2.38307	2.50234	2.65691	2.86357
19	2.00098	2.00686	2.01879	2.03710	2.06230	2.09516	2.13674	2.18855	2.25266	2.33200	2.43086	2.55568	2.71667
20	2.00088	2.00617	2.01689	2.03329	2.05580	2.06502	2.12178	2.16724	2.22296	2.29111	2.37473	2.47826	2.60833
21	2.00079	2.00558	2.01526	2.03005	2.05028	2.07644	2.10920	2.14946	2.19842	2.25773	2.32963	2.41727	2.52520
22	2.00072	2.00507	2.01386	2.02726	2.04555	2.06912	2.09852	2.13446	2.17788	2.23006	2.29629	2.36809	2.45951
23	2.00066	2.00463	2.01264	2.02484	2.04146	2.06282	2.08936	2.12166	2.16048	2.20682	2.26197	2.32771	2.40641
24	2.00060	2.00424	2.01158	2.02274	2.03790	2.05736	2.08145	2.11066	2.14560	2.18707	2.23609	2.29402	2.36268
25	2.00056	2.00390	2.01064	2.02089	2.03479	2.05258	2.07456	2.10112	2.13275	2.10712	2.21404	2.26557	2.32612

14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25
6.97925											
6.02899	7.22950										
4.13340	6.22790	7.47136									
3.50043	4.25614	6.42067	7.70564								
3.15365	3.59486	4.37530	6.60783	7.93300							
2.93115	3.23137	3.68698	4.49174	6.78985	8.15402						
2.77545	2.99741	3.30740	3.77693	4.60509	6.96713	8.36921					
2.66025	2.83324	3.06241	3.38182	3.86486	4.71574	7.14002	8.57900				
2.57163	2.71145	2.89006	3.12619	3.45473	3.95089	4.82389	7.30882	8.78378			
2.50141	2.61752	2.76192	2.94596	3.18882	3.52621	4.03513	4.92967	7.47383	8.98390		
2.44451	2.54293	2.66286	2.8166	3.00095	3.25033	3.59634	4.11768	5.03327	7.63527	9.17965	
2.39753	2.48234	2.58403	2.70764	2.86069	3.05506	3.31078	3.66518	4.19865	5.13479	7.79337	9.37132

Références du chapitre IX

/1/ R. Rompe, M. Steenbeck
Progress in Plasmas and Gas Electronics - Akademie-Verlag Berlin (1975)

/2/ H.N. Olsen
Temperature, its measurements and control in science and industry Vol 3, 1, Reinhold Publ. Co. New-York (1962), 593

/3/ H.N. Olsen
J. Quant. Spectros. Radiat. Transfer 3, (1963), 305

/4/ O.P. Semenova, M.A. Levchenko
Doklady Akad. Nauk SSSR 151 (1963), 90

/5/ W. Bögershausen and H. Krempl
Z. Angew. Phys., 22 (1967), 165

/6/ P.M. Stone
Phys. Rev. 127 (1962), 1151

/7/ H.Z. Krempl
Physik., 167 (1962), 302

/8/ R.W. Larenz
Z. Physik., 129 (1951) 343

/9/ L.I. Kiselevski, V.D. Shimanovich et A.K. Shipai
Teplofizika 6 (1968)

/10/ H.Z. Motschmann
Z. Physik., 214 (1968), 42

/11/ J. Reader, C. Corliss, L. Wiese, A. Martin
Wavelengths and transition probabilities for Atoms and Atomic Ions - NSRDS - NBS68
National Bureau of Standards - Department of Commerce Washington DC 20234

/12/ H.R. Griem, A.C. Kolb, K.Y. Shen
Astrophys. J. 135, 272 (1962)

/13/ H.R. Griem
"Plasma Spectroscopy " Mc Graw-Hill (1964)

/14/ H.R. Griem
"Spectral Line Broadening by Plasmas - Academic Press (1974)

/15/ C.R. Vidal, J. Cooper, E.W. Smith,
Astrophys. J. Suppl. Ser. 214 (37) (1973)

/16/ W.L. Wiese, D.E. Kelleher, D.R. Paquette
Phys. Rev. A6, 1132 (1972)

/17/ R.C. Preston
JQSRT, 18, 337 (1977)

/18/ A. Czernichowski, J. Chapelle
Acta Physica Polinica - A63, 1, 67 (1983)

/19/ Bibliography on Atomic line shapes and shifts NBS special publication 366 - US department of Commerce National Bureau of Standards Washington - Septembre 1972
Supplément 1 - Janvier 1974
Supplément 2 - Novembre 1975
Supplément 3 - Décembre 1978

/20/ J.T. Davies et J.M. Vaughan
Astrophys J. 137, 1302 (1963)

/21/ F. Cabannes et J. Chapelle
Spectroscopic plasma Diagnostic in reactions under Plasma conditions vol. 1, M. Venugopalan ed. (Wiley Interscience, New-York, 1971)

/22/ F. Cabannes et J. Chapelle
Spectroscopic plasma Diagnostic in Plasma Diagnostics, W. Lochte-Holtgreven ed. North-Holland, Amsterdam (1968)

/23/ I.P. Grant, Mont. Not. Roy. Astr. Soc. 118, 24 (1958)

/24/ M.L. Biberman, G.E. Norman and K.N. Ulyanov
Opt. Spectroscop 10, 297 (1961) et Soviet Astron. AJ, 6, 77 (1962)

/25/ D. Schlüter
Z. Astrophys., 61, 57 (1965) et Z. Astrophys. 210, 80 (1968)

/26/ D. Hofsaess
Atomic Data and Nuclear Data Tables 24, 285 (1979)

/27/ R.S. Berry and C.W. Reimann
J. Chem. Phys. 38, 1540 (1963)

/28/ A. Mandl
Phys. Rev. A3, 251 (1971)

/29/ J. Chapelle and F. Cabannes
J.Q.SRT - 9, 889 (1969)

/30/ R.E. Larrabee
J. Opt. Soc. Am. 49, 619 (1959)

/31/ H.Z. Magdeburg
Naturforsch 20A, 980 (1965)

/32/ A.T. Hattenburg
Appl. Opt. 6, 95 (1967)

/33/ H. Kafrouni, J.M. Bagneux, A. Gleizes et S. Vacquié
J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 21, 457 (1979)

/34/ J. Glasser
Thèse - Orléans (1981)

/35/ Ashby, D.F. Jephcott, A. Malein et F.A. Raynor
J. Appl. Phys. 36, 29 (1965)

/36/ E.E. Salpeter
Phys. Rev. 120-5, 1960

/37/ J.P. Dougherty and E.P. Farley
Proc. Roy. Soc. A 259-77, 1960

/38/ J.A. Tejer
Can. J. Phys. 39-716, 1961

/39/ E.E. Salpeter
Phys. Rev. 122, 1663, 1961

/40/ S.A. Ramsdon dans Physics of Hot Plasmas edited by B.J. Rye and
J.C. Taylor (Scottish Universities Summer School), 1968

/41/ M. Decroisette et F. Cabannes
J. Quant. Spectr. Rad. Transfer. 8-619, 1968

/42/ C. Fleurier et J. Chapelle
Computer Physics Communication 7-4-200, 1974

/43/ F.B. Hildebrand
Introduction to numerical analysis - Mac Graw-Hill -
New York, 1956

/44/ J. Glasser, J. Chapelle et J.C. Boetner
Applied Optics 17-23, 1750, 1978

/45/ J.H. Ahlberg, E.N. Nilson and J.L. Walsh
The theory of splines and their applications (Academic New York 1967)

/46/ L. Becker, H.W. Drawin
Zs fur. Instrumentenkde 72-9 - 1964

/47/ W.J. Pearce
Conference on extremly high temperatures, Boston Massachusetts March 18-19 1958 - Wiley New-York

/48/ K. Bockasten
J. Opt. Soc. Am. 51-943, 1961

/49/ P. Fauchais
Thèse - Université de Poitiers, 1968

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN
Publications scientifiques et littéraires
05002 GAP — Tél. : (92) 51.35.23
Dépôt légal : 497 — Octobre 1984

Cet ouvrage sur l'arc électrique est une synthèse, à caractère pédagogique, des connaissances scientifiques actuelles de l'arc, de ses applications industrielles et de ses perspectives d'avenir. Le tome 1 est consacré à la physique de l'arc. Il fournit les éléments permettant de comprendre le fonctionnement de la décharge et décrit les méthodes de diagnostic les plus utilisées pour son étude. Le tome 2 est consacré aux applications : appareils de coupure, fours à arc, soudage, lampes, générateurs à plasma et chimie. Les solutions technologiques apportées aux problèmes posés par chacune de ces applications sont décrites en détail avec les perspectives d'évolution à moyen terme.

•

This book on the electric arc is a synthesis, with an educational goal, of the current state of knowledge in the field of the electric arc, of its industrial applications and of future trends. The first volume is devoted to the physics of the arc. It gives the fundamentals of discharge operation and describes the most commonly used methods of study. The second volume is devoted to the applications : interrupting devices, arc furnaces, welding, lamps, plasma generators and chemistry. The technological solutions to the problems brought about by each of these applications are described in detail, together with the medium range evolution prospects.

PRIX : 125 F

ISBN 2-222-03535-X